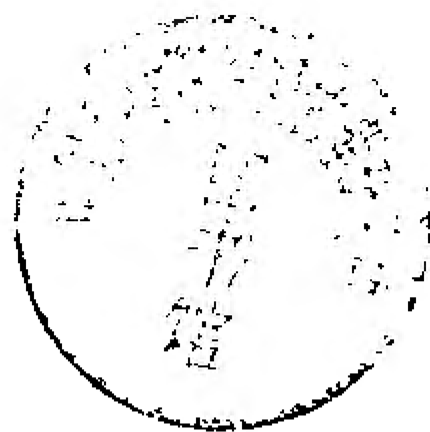
黄佑然　许敖敖
唐玉华　曹焕灿　秦志海　编著

实测天体物理学

科 学 出 版 社

实测天体物理学

黄佑然　许敖敖
唐玉华　宣焕灿　秦志海　编著



科　学　出　版　社
1987

内 容 简 介

本书介绍实测天体物理学的基础知识，是编者根据多年的教学实践编写而成的。在材料的编选上，着眼于全波段，编者从现代实测天体物理学的进展和我国天体物理工作的发展水平出发，较全面地叙述了从光学、红外、射电直到紫外、X 射线、γ 射线观测的基本原理和主要仪器，以及处理天体辐射的基本方法。由于太阳观测的某些特点，专门列出了一章进行讨论。书末的若干附录可供实际工作时参考。

本书可作为天体物理专业的教材，也可供天文工作者、研究生及有关人员阅读。

实测天体物理学

黄佑然　许敖敖
唐玉华　宣焕灿　秦志海　编著

责任编辑　方开文

科学出版社出版
北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行　各地新华书店经售

*

1987 年 6 月第一版　开本：850×1168　1/32
1987 年 6 月第一次印刷　印张：22 1/2　插页：3
印数：0001—1,350　字数：600,000

统一书号：13031·3574
本社书号：4692·13—5

定价：7.40 元

前 言

实测天体物理学是天体物理学发展的基础．一方面，观测结果不断地提供天体新的信息并由此引出新的理论课题；另一方面，任何一种新理论的确立又都必须用观测事实来验证．

本书重点介绍实测天体物理学的基本观测方法，观测仪器和技术，以及观测资料的初步处理．鉴于实测天体物理学的基本任务是获得可供进行理论分析的观测资料，因此，本书将环绕这一中心，从搜集天体辐射的天文望远镜开始，依次介绍各种类型的光学探测器，实测天体物理工作中最基本的测光方法和分光方法　继而介绍对特殊天体——太阳的观测方法和观测仪器，以及测量天体偏振性质的方法和仪器．我们认为，对天体进行包括 γ 射线、X射线直到射电辐射的全波段观测和理论研究，是最终揭示天体物理过程本质的必经之路．因此，本书还简要地介绍射电天文方法和红外天文观测，紫外、X射线和 γ 射线天文观测的方法以及有关的探测器．然而，本书对上述方法和技术的介绍，主要限于基本原理和基本概念方面的论述；至于一些复杂的专门技术问题，书中将只作简略说明．所以，对从事某一方面专门工作的天文工作者，在阅读本书的基础上，显然还必须阅读有关文献，才能从事实际的研究工作．

本书由黄佑然（第六、七章）、许敖敖（第一、九、十章）、唐玉华（第三、五章）、宣焕灿（第二、四章）、秦志海（第八章）编写．特请胡宁生、李挺分别撰写了 §2.8，§7.6 两节．全书由黄佑然、许敖敖负责汇总．参加审稿工作的有苏定强（第二章）、秦涛（第三章）、崔连竖（第四章）、黄佑然（第五章）、方成（第六章）、章振大（第七章）、彭云楼（第八章）、许胤林与抗恒荣（第九、十两章），在本书编写过程中，曾得到北京天文台恒星室许多同志有益的讨论和帮助，谨在此表

示感谢。

由于编者水平有限，书中错误和缺点在所难免，希望读者批评指正。

编者

1984年3月

目　　录

第一章 绪　论

§1.1 实测天体物理学的内容和科学意义

天体物理学是天文学中最年轻的一个部门．它应用物理学的理论和实验技术，研究各种天体的物理性质和化学组成．

迄今为止，除极少数太阳系天体外，人类还无法直接与天体接触．对天体的研究都是借助于来自天体的辐射．在这些辐射中蕴

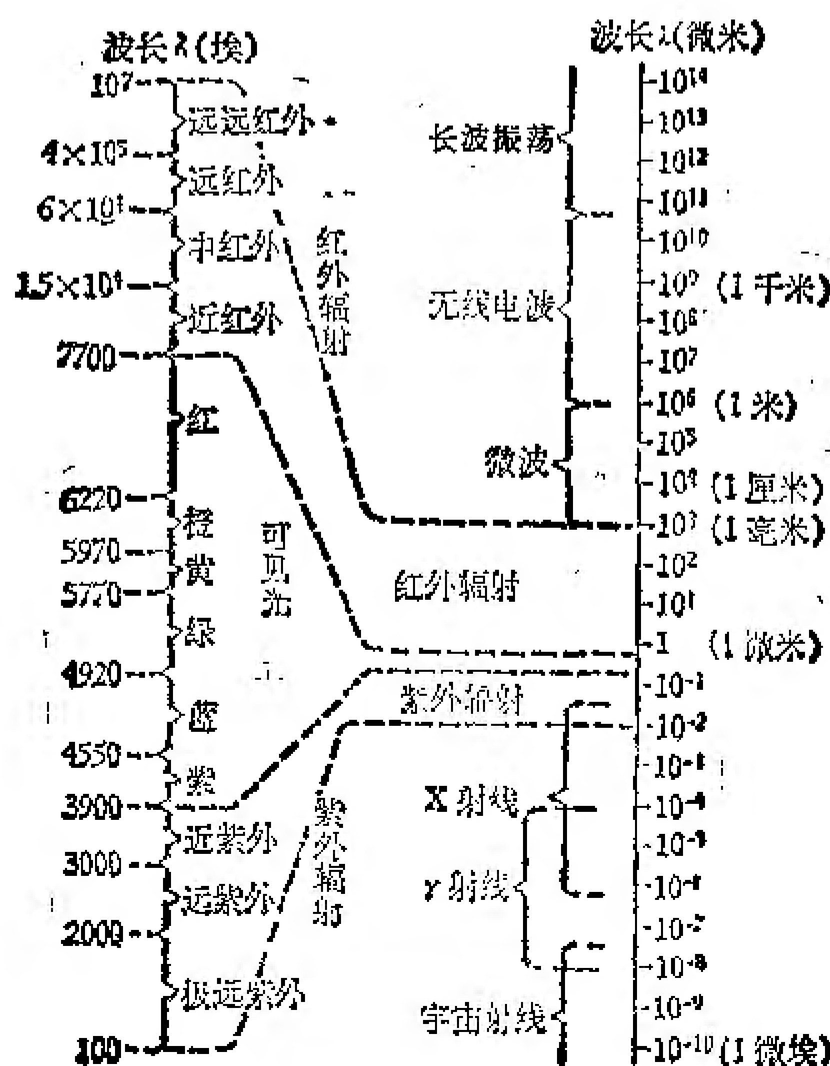
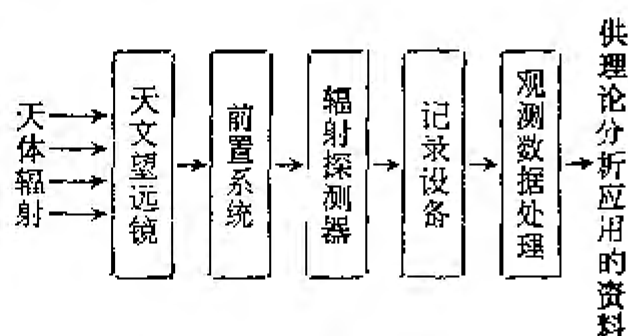


图 1.1　电磁辐射的波谱图．

含着有关天体物理性质和化学组成的主要信息．根据预定的研究目的,利用相应的天文仪器,接受天体的辐射(它们包括从γ射线、X射线,紫外辐射、直到无线电波在内的全部电磁辐射);以及对这些辐射进行处理，从而获得可供进行理论分析的各种资料．这就是实测天体物理学的基本内容．

各类天体的辐射，包含着极其广阔的波段．图1.1给出电磁辐射的波谱图．它的每一个波长范围,都存在着相应的天体辐射．由于波长不同的电磁辐射,有时具有截然不同的物理性质,这就要求采用完全不同的天文仪器进行观测和处理，从而导致实测天体物理学与众多的实验物理领域发生联系．

然而,辐射的基本属性又使得对不同波段的天文观测,具有大体相同的几个主要环节：



虽然在各个环节中所使用的仪器可以有很大不同．各个环节的主要作用如下：

(1) 望远镜：收集尽可能多的天体辐射,并形成天体的像．

(2) 前置系统：根据不同的研究目的，对望远镜所收集的辐射进行必要的处理．例如分光观测中采用光谱仪或分光计作前置系统;偏振观测采用偏振计作前置系统等等．

(3) 探测器：将天体的辐射能(已经过前置系统处理过的)转换为可测信号．

(4) 记录设备：通常是一些电子仪器，它们能精确记录来自探测器的信号．

(5)观测数据处理：对记录的原始观测数据进行整理和归算，得到可供理论分析应用的资料．近代一般采用计算机完成这一工

作.

实测天体物理学除了研究上述天体物理观测各环节的基本技术，各种观测仪器的原理和结构，以及观测结果的处理方法外，还必须研究星际介质和地球大气对天体辐射的消光作用，以及消除它们影响的理论和方法。此外，对于一些特殊天体(如太阳)的观测需要应用专门的仪器和方法，而相应某些专门的观测内容(例如天体磁场的测量)需应用特别的观测技术，对它们的探讨也都属于实测天体物理学的范畴。

天文学是观测科学，就这个意义上讲，实测天体物理学在天体物理学的诞生和发展中起着决定性的作用。近代天体物理学的发展史毫不含糊地证明了这一点。然而，实测天体物理学的发展又是与生产水平以及实验物理技术的发展密切相关的。望远镜发明前，天体物理观测只能用肉眼进行，限于用目视方法粗略估计天体的亮度。十七世纪初，望远镜开始用于天文观测，不仅扩大了观测的空间范围，也大大提高了观测精度。1666 年牛顿用三棱镜得到了太阳光谱，1802 年渥拉斯顿 (Wollaston) 在棱镜前加上狭缝从而发现了太阳光谱中的吸收线，以后德国光学家夫琅和斐 (Fraunhofer) 创制了分光镜，用它对太阳光谱中的吸收线进行仔细观测，而基尔霍夫 (Kirchhoff) 则从理论上说明了吸收线产生的原因，从而为天体分光学开创了基础。1839 年法国达盖尔 (Daguerre) 发明了照相术，这种技术很快被应用到天文观测中。1845 年费佐 (Fizeau) 和傅科 (Foucault) 拍摄到第一张带有黑子的太阳照片。接着，1851 年布施 (Busch) 在日全食时拍摄到日冕的照片，1859 年邦德 (Bond) 又将照相方法应用于恒星测光。到十九世纪七十年代，照相技术已被广泛用于实测天体物理工作中，其中包括恒星光谱分类工作。分光方法和照相技术在天体观测上的应用，以及天文望远镜口径的不断扩大、性能的不断改进，使天文学能够进行过去根本无法进行的对天体物理结构和化学组成的探索，从而诞生了天文学的一个新的分支——天体物理学。以后，随着生产技术和科学技术的日益提高，光电技术，无线电电子学技术，以及空

间技术和计算机技术又先后被应用于天文观测中，使实测天体物理学的方法和技术日趋完善，促使天体物理学不断获得新的发现和成果，达到了一个崭新的阶段．

各种新技术在实测天体物理学中的应用，不断给这门学科以新的生命力．尤其是近半个世纪以来，实测天体物理学的内容已发生巨大变革，主要表现在射电探测技术和空间探测技术的相继兴起，地面光学观测技术的更新和红外探测技术的发展．这场飞跃是由于探测手段的巨大变革造成的．虽然，从十九世纪初到二十世纪二十年代，人们已逐渐认识到天体发射着各种不同波长的辐射，但却缺乏有效的工具来探测它们．因此，天文工作者对天体辐射的探测一直局限于可见光范围．至多只能应用照相底片和温差电偶等探测器，向可见光两侧波段稍有扩展，探测到天体的部分近紫外辐射和部分近红外辐射．

随着无线电电子学技术的发展，1937 年第一台射电望远镜问世，1942 年首次发现太阳射电．第二次世界大战后，雷达的无线电接收技术广泛应用于天文观测中，开始了射电天文技术迅速发展的时期．射电探测手段的应用，大大扩展了人们的视野，丰富了人们对宇宙的认识． 六十年代由射电探测获得的四大天文发现——类星体、射电脉冲星、微波背景辐射和星际有机分子，对天体物理学的发展具有重要的阶段性意义．

由于地球大气的消光作用，对天体紫外辐射，X 射线辐射和 γ 射线辐射，以及大部分红外辐射，波长大于 30 米的射电辐射的观测，必须在地球大气外进行．这些波段实测工作的发展，除与探测器的发展密切相关外，还有赖于空间运载工具的发展．本世纪四十年代，人们开始用高空气球和火箭携带适用于紫外和 X 射线波段的探测器，越越大气层进行天文观测，相继获得了太阳的紫外光谱和发现太阳的 X 射线辐射；但由于气球和火箭本身的缺陷，直到六十年代初才观测到恒星的 X 射线辐射．以后又陆续取得了不少有意义的观测结果，特别是“宇宙基底 X 射线辐射”的发现，被认为是六十年代天文学重大成就之一．七十年代初，专门用于 X 射线天

文观测的乌黑鲁卫星的上天，以及以后的爱因斯坦天文台、空间实验室，太阳轨道天文台，行星际探测器等等一系列人造卫星及宇宙火箭的发射（这些飞行器上配备了大量用于紫外，X射线和γ射线天文观测的望远镜，探测器及遥测设备），使高能天体物理学的发展取得了辉煌的成果．例如，X射线、γ射线脉冲星和宇宙X射线暴、γ射线暴的发现，星际介质中尺度约100埃的石墨尘粒的发现，都为研究天体的性质及演化提供了极其重要的观测资料．为紫外天文学和X射线、γ射线天文学开创了崭新的局面．

近二、三十年来，由于各类灵敏度很高的红外探测器的发明，大口径红外望远镜的制成，以及红外调制技术、致冷技术的发展，红外天文观测的进展也十分迅速，目前已发现有数万个红外辐射源，其中包括红外星和红外星云．它们的温度相当低，根本无法在光学波段中观测到．例如，曾在猎户座发现一个温度只有−200℃的红外星云，天文学家认为它很可能是正在形成恒星的星云．显然，红外星和红外星云的发现为检验恒星起源和演化的理论，提供了不可缺少的重要资料．

近二十多年来，在可见光观测中成就最突出的领域是对天体磁场（特别是太阳及太阳活动区磁场）的观测．大型磁象仪及各种测量磁场仪器的发明和制造，使得人们对于各种天体的电磁性质有了更深入的了解．此外，由于可见光观测的空间分辨率和时间分辨率有了长足的进步，也使人们有可能了解更多天体物理现象的细节．

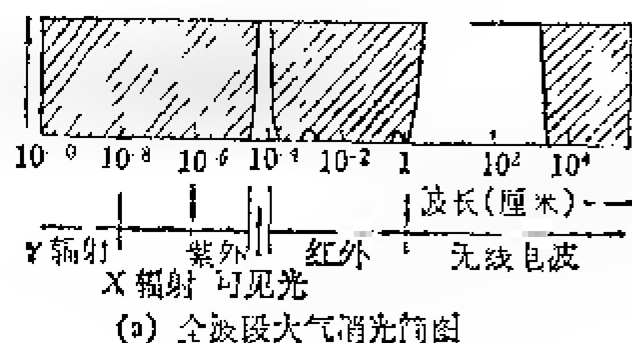
综上所说，实测天体物理学近二十多年来所取得的一系列重要发现，以及迅猛发展的近代理论物理在天文上的应用，使整个天体物理学面临着新的飞跃，也许这正酝酿着自然科学的又一次新的革命．

§1.2 地球大气对天文观测的影响

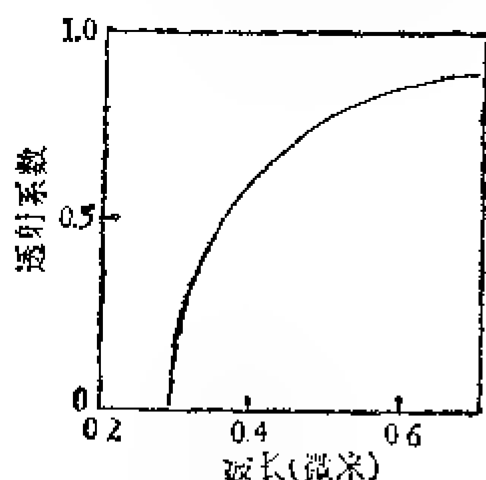
除利用火箭、高空气球和人造地球卫星等运载工具对天体进

行大气外观测，一般观测都在地面进行。因此，来自天体的辐射将首先穿过厚厚的地球大气层，才能到达观测的天文仪器中。辐射在通过大气层时，将受到地球大气作用的影响，主要表现为：1.改变天体辐射的方向；2.改变天体辐射的成分和强度。前者即所谓大气折射（或称蒙气差），在进行天体测量工作时必须考虑它的影响。而大气对天体辐射强度、成分的影响，则是实测天体物理学中一个不可忽视的问题，通常称之为大气消光。此外，地球大气对天文观测的影响，还包括大气本身的辐射以及大气湍动的作用。前者对地面红外天文观测的影响极大；而后者则直接影响光学成像的质量。

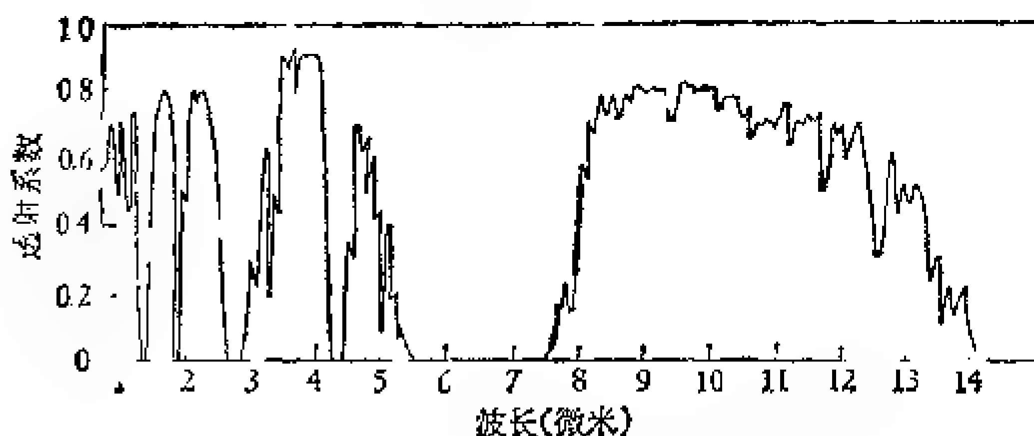
地球大气消光的物理机制是大气分子和固体质点对辐射的吸收和散射作用。它既减弱了天体辐射的强度；又改变了天体辐射的能谱，使天体的颜色发生变化。最明显的例子是日出（或日落）时太阳的颜色与中午时几乎完全不同，这就是大气消光的缘故。大气分子对辐射的瑞利散射和尘埃质点的吸收作用，造成大气的连续吸收。根据瑞利散射公式，波长越短，连续吸收越厉害，这也就是晴空具有蔚蓝色的原因。大气中的臭氧、氧、氮、二氧化碳和水汽等分子的吸收作用将产生大量吸收线和吸收带。其中，作为大气主要成分的氮分子和氧分子，它们的主要吸收带分布于2200埃直到远紫外区的波段范围内，2300－2900埃为臭氧分子的吸收带，所以地面上几乎接收不到波长小于3000埃的天体辐射。在可见光区（3500—7000埃），大气的吸收很小，主要是大气的散射作用使辐射减弱，但是不厉害。大气对红外辐射的吸收相当强，其中起主要作用的成分是水汽、二氧化碳和臭氧；其次是甲烷和氧化氮。由于水汽随高度增加而迅速减少，在12公里高度以上就可忽略它的影响；二氧化碳的吸收直到22公里高度还相当明显；臭氧的含量随高度增加，到22公里高度处达到极大，而后再逐渐减少。尽管如此，大气层还是给红外辐射留下了几个小小的窗口，使地面观测得以应用。图1.2a表示地球大气对各种波长电磁辐射的消光的大致情况；图1.2b给出可见光区域中大气透射系数随波长的变化



(a) 全波段大气消光简图



(b) 可见光波段大气透射系数



(c) 红外波段的大气消光规律

图 1.2 地球大气消光的选择性.

曲线；而图 1.2c 则给出红外波段直到 15 微米处的大气消光规律，这个波段中明显存在可供地面观测应用的若干个大气窗口. 从图 1.1 可清楚地看出，在地面上根本无法观测来自天体的 γ 射线、X 射线和紫外辐射；大部分红外辐射也同样无法到达地面. 因此，对于这些辐射的观测，只能借助于飞机、高空气球、火箭和人造卫星等飞行器，把观测仪器携带到地球大气层外去进行. 必须指出，

由于地球大气的密度随高度指数地减小，因此下层大气的消光作用是主要的，如果选择在海拔较高的山峰上进行天文观测，大气消光的影响将显著减少。这也是天文台常建在高山上的原因。

由于地球大气（指地面附近的）自身的辐射主要在红外波段，因此，它将叠加在天体的红外辐射上，歪曲天体辐射的真实情况。考虑到天体红外辐射的微弱，必须正视它的不利影响。实际上，正是地球大气辐射决定了红外天文观测的背景噪声最终下限。

显然，天体辐射所经过的大气层的厚度将直接影响消光的大小。图 1.3a 为天体辐射穿过大气层到达地面的示意图。由图可知，当天顶距 z_1 较小时，天体辐射穿过的大气层厚度，比相应于较大天顶距 z_2 的厚度为小。在地平附近，天顶距最大，大气消光最厉害。所以一般天文观测都尽量避开大天顶距的情况，否则将给观测结果带来很大误差。

大气消光严重歪曲了天体的亮度和颜色，为了得到天体的真实辐射情况，必须对地面上的观测结果进行消光改正，这是实测天体物理重要的内容之一。下面定量讨论大气消光的改正问题。

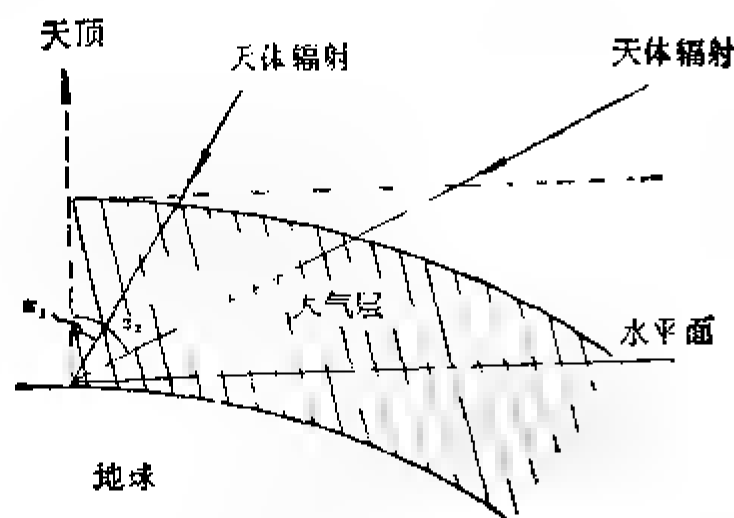
由于地球大气的厚度远小于地球的半径，可先近似地假定地球大气是由垂直于观测点铅垂线的平面平行层所组成，每一层中的物理参数随层的高度 h 而变化。讨论天顶距为 z 的天体的辐射经过地球大气时减弱的情况，我们考虑比较简单的基本的单色辐射流情形。如图 1.3b 所示，dr 为辐射路径中的一小路径元，来自天体的单色辐射流 F_λ 经过之后，其减弱为

$$dF_\lambda = -\alpha_\lambda F_\lambda dr, \tag{1.1}$$

即辐射流的减弱与辐射流的强弱及路径元的大小成正比，α_λ 为比例系数，它是由大气的性质所决定，通常被称作吸收系数。由于各高度上大气的性质不同，所以吸收系数是 r（或 h）的函数。将式 (1.1) 改写为

$$\frac{dF_\lambda}{F_\lambda} = -\alpha_\lambda dr, \tag{1.2}$$

对式 (1.2) 两边积分，并考虑到在大气层外（对应于 $r = 0$）天体



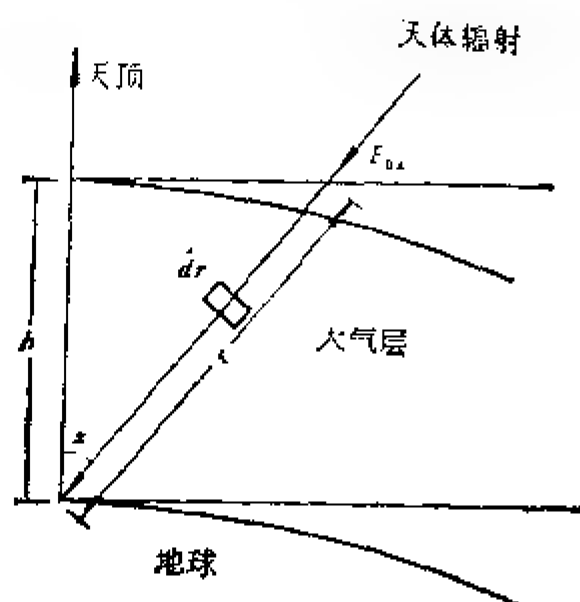


图 1.3 大气消光与天顶距的关系.

的辐射为 $F_{0\lambda}$，于是在 r 处天体的辐射 F_λ 将为

$$F_\lambda = F_{0\lambda} e^{-\int_0^r \alpha_\lambda dr}. \tag{1.3}$$

一般把 $\tau_\lambda(z) = \int_0^r \alpha_\lambda dr$ 称作 z 方向大气的光学厚度，而 $P_\lambda(z) = F_\lambda / F_{0\lambda}$ 称作 z 方向大气的透射系数. 根据上述定义，式(1.3)成为

$$P_\lambda(z) = e^{-\tau_\lambda(z)}. \tag{1.4}$$

式(1.4)给出透射系数与光学厚度间的关系.

在假设地球大气是平面平行层的近似条件下，将有 $dr = -\sec z dh$（负号表示高度 h 从地面向上计算，而 r 则是从大气外

向地面增加）．根据 $\tau_\lambda(z)$ 的定义，可得下面公式：

$$\tau_\lambda(z) = \tau_\lambda(0)\sec z, \tag{1.5}$$

其中 $\tau_\lambda(0) = \int_0^\infty \alpha_\lambda dh$，表示天顶方向（即 $z = 0$）大气的光学厚度．

实际上，地球大气不是平面平行层，而是球形壳层，必须考虑这种弯曲，特别是在天顶距大时．为此需引入大气质量这一概念．定义天顶距 z 方向的大气质量 $M(z)$，为该方向上大气光学厚度 $\tau_\lambda(z)$ 与天顶方向大气光学厚度 $\tau_\lambda(0)$ 的比值，即

$$M(z) = \frac{\tau_\lambda(z)}{\tau_\lambda(0)}. \tag{1.6}$$

于是式（1.4）成为

$$P_\lambda(z) = P_{\lambda(0)}^{M(z)}, \tag{1.7}$$

式中，$P_\lambda(0)$ 表示天顶方向大气的透射系数．

根据前面的定义，并利用公式（1.7），可将大气内外天体辐射的比表示为

$$\frac{F_\lambda}{F_{0\lambda}} = P_{\lambda(0)}^{M(z)}, \tag{1.8}$$

由于来自天体的辐射都是平行辐射流，因此天体辐射在大气内外的照度比应该与辐射流之比相等，即

$$\frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}} = P_{\lambda(0)}^{M(z)}. \tag{1.9}$$

根据星等的定义，大气内外单色星等之差应为

$$\Delta m_\lambda = m_\lambda - m_{0\lambda} = -2.5\lg\frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}} = -2.5M(z)\lg P_\lambda(0), \tag{1.10}$$

式中 m_λ，$m_{0\lambda}$ 分别表示天体在大气内外的单色星等．

式（1.8），（1.10）是进行地球大气消光改正的基本公式．大气质量 $M(z)$ 由 z 值根据专门的表查得（见附录一）；$P_\lambda(0)$ 随观测地点和观测时间而变化，必须在对天体进行测量的同时测出它的值．在实际观测工作中，所求的星等并不是单色的，因此表示大气消光对它的影响的公式比式（1.10）在形式上要复杂些．而且，在

运用不同方法进行消光改正时，还会出现其它形式的公式。然而，在改正原理上它们都与式(1.8)，(1.10)相同。

§1.3 热辐射的基本知识

任何物体都在不断地向周围空间以电磁波的形式辐射能量。辐射的形式有两种：第一种形式，是由物体表面向周围空间发射，在发射过程中，物体的内能不变化，只要通过加热来维持它的温度，辐射就能稳定地不断继续下去。因为这种辐射的性质和特征仅和物体的温度有关，或者说它仅仅是由组成物质的原子、分子或正负离子的热运动所决定，所以称这种辐射为热辐射或温度辐射。所有固体、液体和密度大的气体都发射这种辐射。在温度较低时(例如室温)，物体发射不可见的红外辐射；当物体加热到500℃左右，开始发射一部分暗红的可见光；温度再升高，辐射中的短波成分慢慢变多，大约到1500℃时，物体开始发出白光，其中已包含有较多的紫外辐射成分。在把铁块逐渐加热直至熔化的过程中，便可观测到上述辐射随温度变化的现象。热辐射的一个基本特征，是它的辐射具有连续谱，不同波长的辐射能随波长连续变化。辐射的第二种形式是，物体发射辐射的过程必须依靠其它激发过程获得能量来维持。这一类辐射的特点是非平衡辐射，不能仅仅用温度来描述。

由于极大部分天体在可见光波段范围内的辐射具有热辐射的性质，因此下面将简要介绍热辐射的基本知识，包括基本规律、主要公式及其在实测天体物理中的一些应用。

一、基尔霍夫定律

在热辐射现象中很容易看到，处在同样温度的不同物体，它们辐射能的光谱分布是不同的。例如，钢块在800℃时发出具有樱桃红颜色的光，而在同一温度下的熔石英却不发出可见光。基尔霍夫根据大量实验事实，于1859年总结出一条用来说明物体热辐

射性质的基本定律，通常称为基尔霍夫定律。

在叙述基尔霍夫定律之前，先定义几个用来描述物体热辐射性质的物理量。一个是用来描述物体辐射本领的量——辐射强度 $j(\lambda,T)$，它表示温度为 T 的辐射体每单位面积表面上，在波长 λ 处的单位波长间隔内，单位时间内向单位立体角中所辐射的能量。另一个是用来描述物体对外来辐射吸收本领的量，称为吸收系数。众所周知，通常射到物体表面的辐射，一部分为物体散射或反射（对于透明物体还有一部分被透射），其余部分将被物体吸收。若以 dE 表示射到物体表面上的辐射通量，dE' 表示物体所吸收的辐射通量，则 $\frac{dE'}{dE}=\alpha$ 表示物体吸收本领的大小，α 称为吸收系数，对于同一个物体它也是温度和波长的函数，即 $\alpha(\lambda,T)$ 表示物体在温度 T 时，在波长 λ 处的单位波长间隔内，对外来辐射能量吸收的比例数。当然，辐射强度和吸收系数也可用 T 和频率 ν 表示为 $j(\nu,T)$ 和 $\alpha(\nu,T)$ 的形式。

基尔霍夫定律可以表述如下：在热动平衡下，任何物体的辐射强度和吸收系数的比值与物体的性质及表面特征无关，对于所有物体，这个比值是波长和温度的一个普适函数。如果用 $B(\lambda,T)$ 表示这个普适函数，则基尔霍夫定律可表示为下述数学形式：

$$\frac{j(\lambda,T)}{\alpha(\lambda,T)}=B(\lambda,T), \tag{1.11a}$$

或

$$j(\lambda,T)=B(\lambda,T)\alpha(\lambda,T). \tag{1.11b}$$

必须指出，虽然 j 与 α 的比值与物体的性质无关，完全由 T 和 λ 决定，然而 j 和 α 本身的值还是与物体性质相关的。

二、黑体辐射和普朗克函数

能够在任何温度下全部吸收任何波长辐射的物体被称为绝对黑体，或简称黑体。因此，黑体的吸收系数与波长和温度无关，是恒等于1的常数。从基尔霍夫定律（1.11）可知，它的发射强度将等于那个普适函数，即

$$j(\lambda,T)=B(\lambda,T),\tag{1.12}$$

上式表明，普适函数 $B(\lambda,T)$ 的物理意义即为绝对黑体的辐射强度。根据吸收系数的定义，α 是不可能大于 1 的。所以，黑体具有在同样温度下，所有物体中最大的辐射强度。

实际上真正的绝对黑体是不存在的。但是，被加热到一定温度的封闭空腔体内的辐射情况，与绝对黑体十分相似，可以近似地看作绝对黑体。为了观测空腔内的辐射，通常在它的壁上开一个小孔，小孔处的辐射便相当于黑体辐射。这类黑体常被用作测量辐射值的比较标准。

普朗克于 1900 年首先定出了普适函数 $B(\lambda,T)$ 的形式，而且与实验结果完全符合。为了纪念普朗克的重要贡献，这一普适函数被命名为普朗克函数，它的具体形式为

$$B_\lambda(\lambda,T)=\frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{ch}{kT\lambda}}-1},\tag{1.13a}$$

或

$$B_\nu(\nu,T)=\frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}.\tag{1.13b}$$

上述两种函数形式不仅在宗量上不同，且在物理意义上也稍有不同。B_λ 是表示黑体每单位面积上，在单位时间、单位波长间隔内，向单位立体角中所辐射的波长为 λ 的辐射能；而 B_ν 则是表示单位面积黑体，在单位时间、单位频率间隔内，向单位立体角中所辐射的频率为 ν 的辐射能。一个是单位波长间隔，一个是单位频率间隔，物理含意和单位均不相同。它们之间满足下列关系：

$$B_\lambda|d\lambda|=B_\nu|d\nu|,\tag{1.14}$$

其中 $d\lambda=-\frac{c}{\nu^2}d\nu$。因此在使用普朗克函数时，务必根据问题的需要，选择合适的 B_λ 或 B_ν，否则将导致错误的结果。

由于式 (1.13a)，(1.13b) 中除 λ，T 外，h，k，c 等均为常数，所以习惯上还可将它们改写为较简单的形式，例如式 (1.13a) 可写为

$$B_\lambda = \frac{c_1'}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}. \tag{1.15}$$

在 C.G.S 单位制中，$c_1' = 2hc^2 = 1.191 \times 10^{-5}$ 尔格·厘米²/秒，$c_2 = \frac{ch}{k} = 1.4388$ 厘米·度。在天体物理中常采用表达式(1.15)。

式(1.13a)和(1.13b)通常也称作普朗克公式。

三、黑体辐射的特性和其它热辐射公式

早在普朗克公式得到之前，维恩(Wien)和瑞利(Rayleigh)、金斯(Jeans)等人，就从热力学和经典电磁理论的讨论中，得到了一些描述黑体辐射的公式，但它们都只适用在某些特定的情况下。直到普朗克函数获得后，才知道这些公式原来是普朗克公式在特定条件下的近似形式。

将普朗克公式(1.15)写为

$$B_\lambda = \frac{c_1'}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}\left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right)}, \tag{1.16}$$

若在一些情况下 $\lambda T \ll c_2$，则 $e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \ll 1, 1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \approx 1$，便可得到普朗克公式在 λT 较小时的近似形式

$$B_\lambda = \frac{c_1'}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}, \tag{1.17}$$

这就是维恩早年所得到的维恩公式。因此，它只是一个近似公式，仅适用于 $\lambda T \ll c_2$ 的辐射体温度较低情况下的热辐射，或是高温情况下的光谱远紫外区的辐射。

同样，若在某些情况下 $\lambda T \gg c_2$，则可将 $e^{\frac{c_2}{\lambda T}}$ 近似表示为

$$1 + \frac{c_2}{\lambda T}.$$

于是，普朗克公式变为下列形式：

$$B_\lambda = \frac{c_1'}{c_2}\frac{T}{\lambda^4}, \tag{1.18}$$

这就是瑞利和金斯所推得的公式．显然，$\lambda T \gg c_2$ 的条件也限制了它的使用范围，它是普朗克公式在长波情况下的近似形式．

为了定出黑体辐射能量分布曲线极大值对应的波长 λ_m，可将普朗克函数(1.15)对 λ 求导，并令导数值为零，便得到下述方程：

$$\frac{\beta e^\beta}{e^\beta - 1} - 5 = 0, \tag{1.19}$$

其中，$\beta = \frac{c_2}{\lambda_m T}$．解方程(1.19)可得 β 值，

$$\beta = 4.9651, \tag{1.20}$$

因此有

$$\lambda_m T = 0.290\,(\text{厘米·度}). \tag{1.21}$$

上式即为著名的维恩位移定律．它表明，当绝对黑体的温度变化时，随着温度的升高，绝对黑体辐射极大值对应的波长向短波方向移动，温度越高 λ_m 就越小．例如，当 $T = 2900$ K 时，$\lambda_m = 1$ 微米；而当 $T = 29000$ K 时，λ_m 就下降到 0.1 微米．这是黑体热辐射的一个重要性质．利用它可方便地说明为什么物体温度不同时，辐射的颜色不同．

在整个波长范围内对普朗克函数 B_λ 积分，便可得到在一定温度下，绝对黑体辐射的总能量．

$$B = \int_0^\infty B_\lambda d\lambda = \frac{\sigma}{\pi} T^4 = 1.805 \times 10^{-5} T^4$$

$$(\text{尔格/厘米}^2\text{·秒·球面度·度}^4). \tag{1.22}$$

这就是斯忒藩(Stefan)在1879年从实验中得到的定律，1884年波尔兹曼(Boltzman)根据热力学的研究，用经典理论证明了上述公式，所以，式(1.22)被称为斯忒藩-波尔兹曼定律．该定律指出了绝对黑体在单位时间内，单位面积上，在单位立体角中所辐射的总能量与绝对温度的四次方成正比．式(1.22)中的 σ($\sigma = 5.6696 \times 10^{-5}$ 尔格/厘米·秒·度^4)称为斯忒藩-波尔兹曼常数；而 σT^4 表

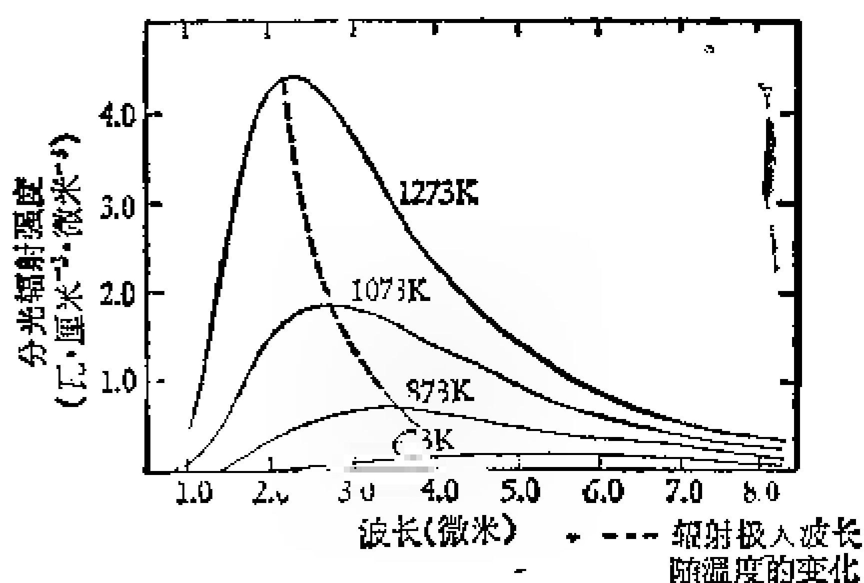


图 1.4 黑体辐射随波长的分布.

示绝对黑体的面发光度.

图 1.4 表示在几个不同温度下绝对黑体的辐射随波长变化的情况. 从图上可明显看出 λ_m 随温度的变化规律,温度越高,λ_m 越小. 例如,当 $T=1273$ K 时,$\lambda_m=2.278$ 微米,而当 T 下降到 673 K 时,则 λ 增大到 4 309 微米. 显然曲线下面的面积表示绝对黑体的总辐射,因为这个值与温度的四次方成正比,所以随着温度的升高,总辐射增加很快.

在有关黑体辐射性质的几个公式(1.13),(1.17)、(1.18),(1.21),(1.22)中,普朗克公式是最基本、最重要的,其它公式均可由它导出.

四、真实物体(包括大多数天体)的热辐射

上述所有关于黑体热辐射特性的基本公式,仅能精确地应用于象空腔辐射那样的物体上. 绝大多数辐射源,例如常见的白炽灯、电弧、氢灯、氙灯以及绝大多数天体,它们的辐射性质是不能用绝对黑体辐射来描述的.

图 1.5 给出绝对温度为 2450 K 时,同样温度的黑体辐射和钨灯辐射随波长的分布情况. 黑体辐射由普朗克函数决定,而钨灯在所有波长处的辐射都比黑体小得多. 实际上,由于黑体以外的

所有物体，它们的吸收系数都小于1，由基尔霍夫定律 $f_\lambda = B_\lambda a_\lambda$ 可知，必定有 $f_\lambda < B_\lambda$，即所有非黑体辐射均小于同温度下的黑体辐射. 全部自然界的物体，从吸收系数近于0.99的煤烟，直到吸收系数不超过百分之几的光亮的金属，都不是黑体.

非黑体的热辐射性质由基尔霍夫定律描述，即

$$f_\lambda = \alpha(\lambda, T)\frac{c_1'}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}-1}. \tag{1.23}$$

然而在大多数情况下，$\alpha(\lambda, T)$ 的变化情况是未知的. 因此，通常要从辐射来确定实际辐射体的温度是困难的. 所以，引入下列几个温度的概念，用以表征辐射体的辐射特征.

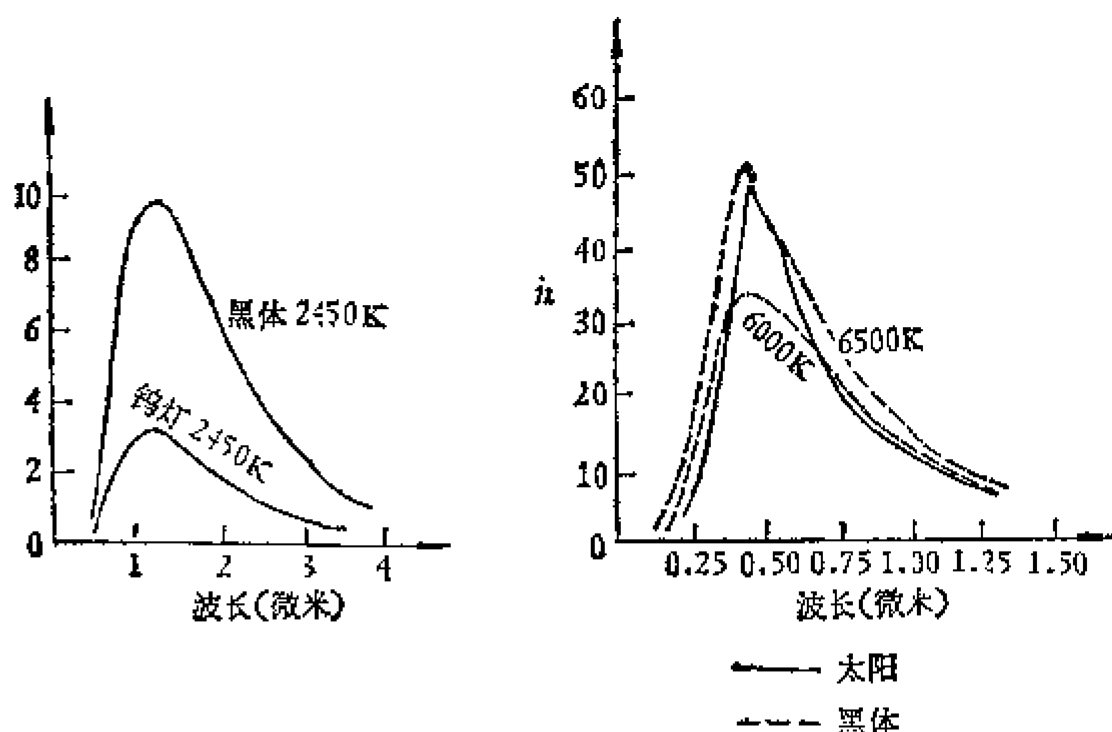


图1.5 黑体和钨灯辐射分布的比较. 图1.6 太阳辐射与黑体的比较.

(一) 色温度

把辐射体在某一波长范围内的辐射能量分布与黑体相比较，如果其分布与温度为 T_c 的黑体相近，则定义 T_c 为该辐射体在该波长范围内的色温度.

图1.6给出太阳圆面中心的辐射随波长的分布情况(图上用

实线标出)，以及温度为 6000 K 和 6500 K 的黑体辐射能量分布曲线(由虚线标出). 比较这几条曲线，可看出太阳圆面中心的辐射，与温度为 6500 K 的黑体比较相近. 因此可以认为，太阳圆面中心的色温度为 6500 K.

有一部分辐射体，它们的吸收系数虽然不等于 1，但却不随波长变化. 即当温度固定时 $\alpha(\lambda, T)=$ 常数. 这样的辐射体被称作灰体. 很显然，灰体要比一般辐射体更接近于黑体些. 碳，某些氧化物和金属，以及一部分天体近似为灰体. 所以，在天体物理上常常把恒星的辐射称作灰体辐射，并以此特性为基础，引入恒星色温度(又称分光光度温度)的概念.

(二) 有效温度

测量辐射体的面发光度(即单位面积辐射体在单位时间内辐射的总能量)，并把它们与黑体的面发光度相比较. 由于黑体的面发光度由斯忒藩-玻耳兹曼定律决定，它等于 σT^4 若辐射体的面发光度正好与温度为 T_e 的黑体的面发光度相等，则定义 T_e 为该辐射体的有效温度. 如果用 R 表示辐射体的总辐射，则有

$$R=\sigma T_e^4, \tag{1.24}$$

亦即

$$T_e=\sqrt[4]{R/\sigma}. \tag{1.25}$$

由于一般辐射体的辐射本领小于黑体，所以任何物体的有效温度总是小于它的真实温度.

(三) 亮度温度

把辐射体在某个波长处的辐射与绝对黑体在同一波长处的辐射相比较，若其正好与温度为 T_l 的黑体辐射相等，则定义 T_l 为该辐射体在波长 λ 处的亮度温度. 显然，对所有非黑体，其各个波长处的亮度温度一般均不相同. 辐射体的辐射情况与黑体相差越大，则它在不同波长处对应的亮度温度的差别也越大.

最后必须着重指出，无论是色温度、亮度温度，还是有效温度，

它们并不是辐射体的真实温度；而仅仅是被用来描述辐射体某个辐射特征的物理量．对于一些辐射体，这几种温度可能与它们的真实温度相差不大；而对于另一些辐射体，则这几种温度几乎完全不能反应它们的真实温度．这几种温度的概念也是天体物理中常常遇到的基本概念，尤其是色温度和有效温度，它们是表征天体辐射性质的主要物理量之一．

第二章　天文光学望远镜

天文光学望远镜是收集天体光学辐射并成像的仪器，是天文工作者的重要工具．在十七世纪初以前的漫长岁月中，人们只能用肉眼借助古典天文仪器观测天象，能观测到的星星不过六、七千颗，而所谓观测也仅局限于确定其在天球上的视位置．十七世纪初，天文光学望远镜的诞生大大开阔了人们的眼界，为天文学带来了巨大的变革．由于人眼的瞳孔只有2—8毫米，而望远镜的口径远比这大得多，因此它能收集到比人眼所见多得多的天体辐射，然后再送至人眼或其它辐射探测器，从而探测到光凭肉眼根本无法看到的大量暗弱天体；人眼的分辨本领相当低，无法直接看清有视面天体的表面细节，有的甚至连视面也看不出来，而天文光学望远镜可以放大有视面天体的角直径，提高分辨本领，从而使人们看清有视面天体的表面细节，分辨目视双星等等；大多数的天文光学望远镜还能追随天体的周日运动，以便能长时间对准被观测天体．这些长处都是天文观测中所必不可少的，所以天文光学望远镜已成为研究天体、探索宇宙的重要工具．

天文工作者必须熟练地掌握望远镜的性能，懂得在进行某项天文工作时选用什么样的望远镜，或者对一定的望远镜知道它适合于开展哪些天文工作．为了解决这两个问题，在本章中将介绍有关望远镜的光学方面的基本知识，至于有关望远镜的装置、机械结构、控制系统等本章都不作介绍．

§2.1　表征望远镜光学性能的物理量

以肉眼为辐射探测器来观测天体的天文光学望远镜称目视望远镜．目视望远镜由物镜系统与目镜系统构成，为确切起见，下面

取其物镜系统的第二主焦点 F'_1 和目镜系统的第一主焦点相重合的状态(见图 2.1)来进行讨论. 此外,在本章中,将始终沿用几何光学中所规定的符号规则[1].

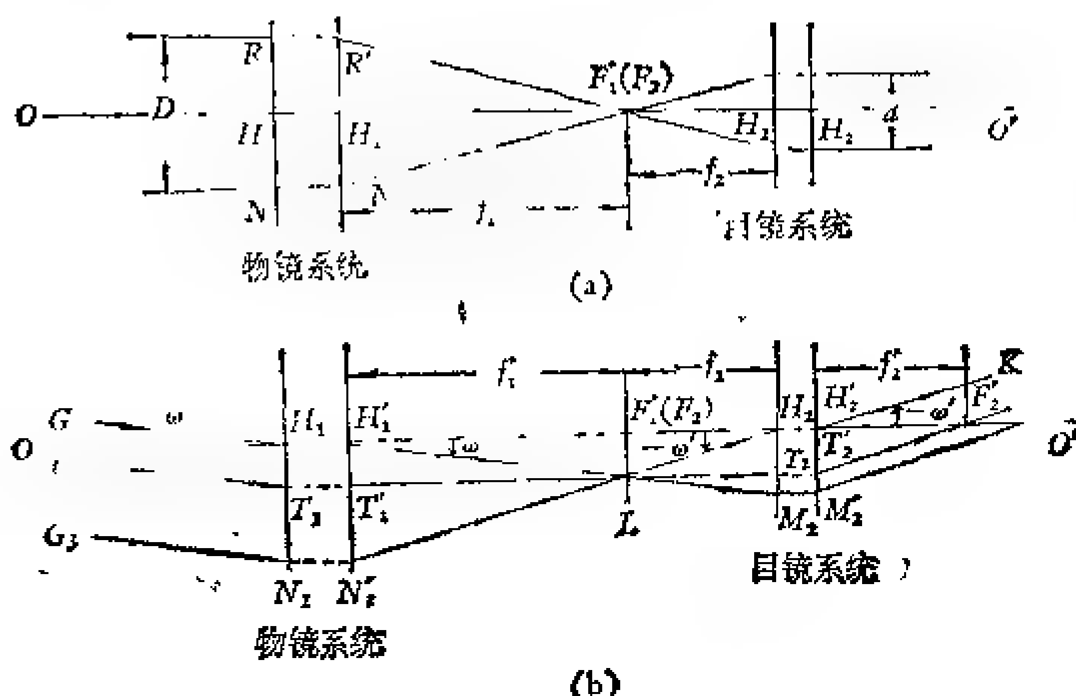


图 2.1 目视望远镜的成像.
a. 位于光轴上的天体; b. 位于光轴外的天体.

入射在物镜上的来自遥远天体的光为平行光. 对于目视望远镜而言,当光束与望远镜光轴的交角 ω 为 0 时,此时从目镜端的出射光束也平行于光轴,它成像于无限远处(见图 2.1a); 当入射光束与望远镜光轴的交角 ω 不为 0 时,通过物镜第一主点 H_1 的入射光线 G_1H_1 经物镜后变为 H'_1M_2,而 H'_1M_2 平行于 G_1H_1,且交物镜第二主焦面上一点 L,在理想光学系统情形下,各条平行光应该聚焦于焦平面上同一点,所以其余所有和 G_1H_1 平行的入射光线经物镜后

1) 这一符号规则是:
① 取光线自左向右的传播方向为正向;
② 由第一主点起算,顺着光线传播方向的第一主焦距和物距取为正,反之取为负;由第二主点起算,顺着光线传播方向的第二主焦距和像距取为正,反之取为负;
③ 物和像在光轴上的高度,由光轴起算,向上取为正,向下取为负;
④ 光线和光轴之间的交角由光轴起算,以顺时针方向取为正,反时针方向取为负.

均应交于L点．在这束平行光中，总有一条光线G_1N_1从物镜射出后成为经过目镜第一主点H_2的光线$N_1'H_2$，它从目镜射出后成为平行于LH_2的光线$H_2'K$，由于L又位于目镜的第一焦平面上，因此所有过L点的光线经目镜后变为平行于$H_2'K$的平行光束，它也成像于无限远处(见图2.1b)．若在目镜后用肉眼观测，从目镜端射出的平行光通过眼睛水晶球的成像作用，观测者就能看到天体．

照相望远镜以照相底片为辐射探测器，专用于天体的照相观测．它由物镜和底片盒构成．拍摄天体照片时，底片盒内的照相底片应置于物镜的第二主焦面上．照相望远镜的光路如图2.2所示，若某天体以和光轴成ω角的平行光照射物镜，则投射到第一主点H上的入射光从第二主点H'射出后方向不变地交于第二主焦面上P点，在理想光学系统的情况下，其它的平行光线也应交于此点．结果在焦平面上就呈现出该天体的像．类似地，其它方向的天体应聚焦于焦平面上别的地方，因此使用望远镜可以同时拍摄到一定视场范围内的各种天体．

近几十年来，除用人眼和照相底片作为辐射探测器外，还广泛地应用了光电倍增管、温差电偶、硅二极管阵、电子照相机等辐射探测器，有的望远镜则配备了各种摄谱仪进行分光观测．但是目视望远镜和照相望远镜的性能依然可以看成是最基本的．下面就以目视望远镜和照相望远镜为例，讨论表征望远镜光学性能的有关物理量．由此，读者将不难推广到在使用配备其它探测器的望远镜时的情形．

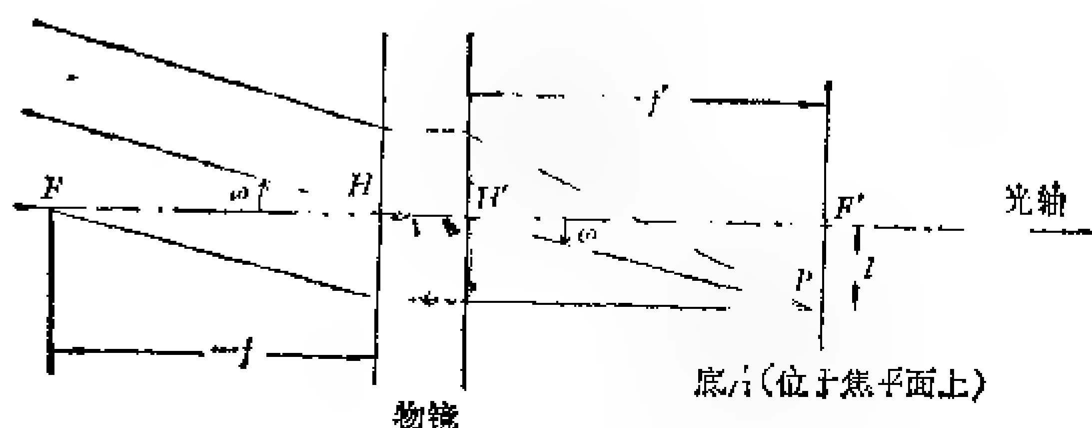


图2.2　照相望远镜的成像．

表征望远镜光学性能的物理量有口径、相对口径、放大率(对照相望远镜为底片比例尺)、视场、贯穿本领、分辨角．下面分别作简要的介绍．

一、口径与相对口径

口径是指物镜的有效口径，即指未被镜框挡住的那部分物镜的直径，通常用符号D表示．在望远镜中没有其它光栏限制入射光束宽度的条件下，望远镜的口径就是入射光瞳的大小。

相对口径A是指物镜的口径D和其焦距f_1'的比值，即

$$A = \frac{D}{f_1'}, \tag{2.1}$$

相对口径的倒数称为焦比．

二、放大率、底片比例尺

目视望远镜的放大率指的是角放大率．在图2.1b中，若一天体位于光轴的延长线上，而另一天体在与光轴成ω角的方向上，即它们在天球上的角距离为ω，而从目镜射出后，它们之间的交角为$-\omega'$，则

$$|f_1' \cdot \operatorname{tg}\omega| = |f_2' \cdot \operatorname{tg}\omega'|. \tag{2.2}$$

因为物镜的焦距比目镜的焦距大得多，即$f_1' \gg f_2'$，所以$\omega' \gg \omega$，即两天体间的角距离被放大了很多倍．望远镜的放大率G定义为

$$G = \left|\frac{\operatorname{tg}\omega'}{\operatorname{tg}\omega}\right| = \frac{f_1'}{f_2'}. \tag{2.3}$$

这就是说，望远镜的放大率等于物镜焦距与目镜焦距之比。

在目视望远镜中，一般说来入射光瞳就是物镜的有效口径D本身，而出射光瞳d就是物镜本身通过目镜系统所成的像．从图2.1a可以看出

$$G = \frac{f_1'}{f_2'} = \frac{D}{d}. \tag{2.4}$$

也就是说，望远镜的放大率也等于入射光瞳(即物镜口径)与出射

光瞳之比。

出射光瞳 d 的数值不能任意大，最大只能等于人眼瞳孔的直径 d_{eye}，否则从望远镜射出的光能量将不能全部进入人眼而要损失一部分。所以目视望远镜放大率的下限 G_{min} 可由下式表示:

$$G_{min} = \frac{D}{d_{eye}}, \tag{2.5}$$

G_{min} 常称为等瞳孔放大率。在白昼，d_{eye} 平均约 2.5 毫米；在夜间观测月亮时，d_{eye} 平均约 4 毫米，而观测其它天体时约 6 至 8 毫米。

与目视望远镜中的放大率相对应，在照相望远镜中则为底片比例尺这一物理量。所谓底片比例尺就是在视场中央底片上单位长度(例如 1 毫米)所对应的天球上的角距。

在图 2.2 中，令来自 ω 方向的天体在底片上所呈的像 P 离光轴的距离为 $PF' = l$ (毫米)，显然

$$\mathrm{tg}\,\omega = \frac{l}{f'}.$$

对视场中心区域的天体，ω 值不大，$\mathrm{tg}\,\omega \approx \omega$ (ω用弧度为单位)，故底片比例尺

$$\alpha = \frac{\omega}{l} = \frac{1}{f'}\ (\text{弧度/毫米}), \tag{2.6a}$$

如改用角秒/毫米为单位，便有

$$\alpha'' = \frac{206,265}{f'}(\text{角秒/毫米}), \tag{2.6b}$$

类似地，如改用角分/毫米为单位，则有

$$\alpha' = \frac{3,438}{f'}\ (\text{角分/毫米}). \tag{2.6c}$$

三、视场

能被望远镜良好成像的天空区域的角直径称视场。

对于目视望远镜，视场的大小不仅取决于物镜，还取决于目

镜． 若目镜工作时可供使用的视场即其工作视场为 θ'，望远镜的放大率为 G，则根据式(2.3)，目视望远镜的视场 θ 由下式定出：

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}=\frac{\operatorname{tg}\frac{\theta'}{2}}{G}. \tag{2.7}$$

常用目镜的工作视场 θ' 一般在 40°—50° 左右，因此当使用不同倍率的目镜进行观测时，整个望远镜的视场显然近似地和放大率成反比．

目视望远镜的视场不仅可从式(2.7)计算出来，还可以从天文观测直接定出．方法是：停止转仪钟，测量一颗赤纬为 δ 的恒星通过视场中直径两端所需的恒星时间隔 t，则视场

$$\theta=\frac{1}{4}t\cos\delta, \tag{2.8}$$

其中 t 用时秒为单位，则获得的 θ 值用角分(′)为单位；若 t 用时分为单位，则获得的 θ 值用度(°)为单位．

照相望远镜的视场就是物镜的视场，也即对应于底片上成像良好的天空区域的角大小．它可以由拍摄的照片直接测得．方法有二：

1. 在底片上定出像质良好范围的线直径，利用底片比例尺可以求出其视场；

2. 在底片上找出位于像质良好区域的两端的两个星像，这两颗星间的角距就是照相望远镜的视场．

四、贯穿本领

在晴朗无月的夜间用望远镜观看或拍摄天顶附近的A0型星，所能达到的最暗星的星等称为望远镜的贯穿本领或极限星等．它反映了望远镜在观测恒星方面的威力．

目视望远镜的贯穿本领可以用下述方法作近似的估算．因目视望远镜把收集到的光(除被它吸收的部分外)全部送入了眼睛，

若肉眼观测的极限星等为 m'_v，通过望远镜就能看到比它暗

$$k\left(\frac{D}{d_{eye}}\right)^2$$

倍的恒星。其中 k 为望远镜对人眼所敏感的光的透射或反射系数。于是，目视望远镜的极限星等 m_v 应为

$$m_v = m'_v + 5\lg\frac{D}{d_{eye}} + 2.5\lg k. \tag{2.9}$$

通常，取 $m'_v = 6^m\!.5$，$d_{eye} = 6$（毫米），$k = 0.6$，则有

$$m_v \approx 2^m\!.1 + 5\lg D. \tag{2.10}$$

式(2.10)表示目视望远镜的极限星等决定于它的口径 D（以毫米为单位）。

严格说来，式(2.10)只有在肉眼看到的恒星衍射像的大小和用目视望远镜看到的完全相等时才能成立。这种情况从理论上说是不会出现的，但由于人眼的缺陷，在放大率不是太高时，人眼不能区别上述两者之间的差别，因此式(2.10)可以近似地应用。然而，也需注意以下几点：

1. 目视望远镜放大率的增大将会增加恒星对于背景的反衬，因而一般说来能增加望远镜的贯穿本领；

2. 当放大率高到一定程度后，恒星的衍射圆面将相当显著。于是星像弥散，亮度降低，从而使贯穿本领下降；

3. 物镜的像差与缺陷、望远镜的调焦不良以及大气的抖动等因素都会降低望远镜的贯穿本领。

总之，式(2.10)仅仅适合于对目视望远镜的极限星等作粗略的估算，真正确定某一目视望远镜的贯穿本领，应该选用某些标准星区用该望远镜进行实际测量。

对于照相望远镜而言，其贯穿本领显然也与口径密切相关，口径越大的照相望远镜越能拍到暗弱的星，因此其贯穿本领也越高。照相望远镜的贯穿本领还和底片的特性有着密切的关系，将不同类型的照相底片装在同一照相望远镜上，其贯穿本领有明显的不同。即使是在同样的望远镜和同样底片的条件下，照相望远镜的

贯穿本领还随其它条件而异，特别是夜天光的影响尤为显著．因为照相底片有累积效应，通常可用延长露光时间来拍到更暗的星，但夜天光也会使底片上没有星像的地方变黑，使照相雾大大增加，当露光时间长到一定程度后这种因素将会起主导作用，这时再延长露光时间不仅不能拍到更暗弱的星，而且原先拍摄到的暗星也会淹没在照相雾中．实测工作表明，对同样的望远镜和天文底片，在夜天光强弱明显不同的条件下测得的贯穿本领有相当大的差别，夜天光越强，贯穿本领越小．为了减弱夜天光，较大口径的照相望远镜往往安装在远离城市灯光的地方．此外，显影、定影条件等也都会影响照相望远镜的贯穿本领．由于照相望远镜的贯穿本领和很多因素有关，因此对于所使用的望远镜和底片，最好用实测方法来求其贯穿本领．

配有光电倍增管、光电成像器件等探测器的天文望远镜，其贯穿本领不仅决定于天文望远镜本身，显然也和这些探测器的性质密切相关．例如若在望远镜的终端配有电子照相机，往往可以比一般照相望远镜有高得多的贯穿本领．这样，小型的望远镜往往可以胜任大型望远镜的工作．而电子照相机用在大型望远镜上，它就可以观测到更暗弱的天体．概言之，对于配有不同探测器的望远镜，其贯穿本领必须根据望远镜和探测器的特性进行具体的分析研究．

贯穿本领只反映望远镜在观测恒星方面的威力，至于望远镜在观测有视面天体方面的威力，则主要取决于有视面天体在物镜焦平面的照度．可以证明，若天文望远镜的相对口径为 A，天体辐射的入射方向和光轴间的夹角为 ω，则它在焦平面上的照度为

$$E'_\omega = kA^2\cos^4\omega, \qquad (2.11)$$

式中 k 为比例常数．式(2.11)表明，有视面天体在物镜焦平面上的照度和相对口径的平方成正比．同时，它在视场中央有最大的照度，当入射方向和光轴间的夹角 ω 增大时，其照度将按 $\cos^4\omega$ 的比例缩小．

五、分辨角

对目视望远镜而言，两天体(或一天体的两部分)的像刚刚能被肉眼分辨开时，它们所对应的天球上两点的角距称分辨角．分辨角的倒数称分辨本领．

如果观测两颗非常靠近的恒星，由于衍射现象，这时两颗星所呈现的两组衍射花样部分地互相重叠，两颗星靠得愈近，则重叠部分就愈大，当重叠部分大到一定程度后，两组衍射花样将混而为一，无法分辨出是两颗星．根据瑞利准则，当一个衍射象的主极大和另一个衍射像的第一极小相重合时，这两个像刚刚能被分开．这时两天体间的角距离等于望远镜物镜的衍射圆角半径，即

$$\delta = 1.22\frac{\lambda}{D}, \tag{2.12a}$$

式中D为物镜口径，λ为天体入射光波波长，当D与λ取相同单位时，获得的δ值用弧度表示．若改用角秒为单位，因1弧度等于206,265角秒，同时考虑到天体的入射光为混合光，通常取λ为眼睛最敏感的波长，即取 $\lambda = 5.55 \times 10^{-4}$毫米，若物镜口径$D$也取毫米为单位，则有

$$\delta_v'' = \frac{140}{D}, \tag{2.12b}$$

式中δ_v''是以角秒为单位的目视望远镜的理论分辨角．由于入射光并非单色光、望远镜像差、调焦不良以及大气抖动等因素，目视望远镜的实际分辨角往往比式(2.12b)算出的要大．

若不考虑像差、调焦不良和大气抖动等因素，天球上相距为式(2.12b)中δ_v''的两点是否一定会被分辨开呢？这还取决于目视望远镜的放大率G和眼睛的分辨角Δ''．显然只有当 $G \cdot \delta_v'' \geqslant \Delta''$时，眼睛才能真正把这两点分开．满足条件 $G \cdot \delta_v'' = \Delta''$ 的放大率称分辨放大率G_r，故

$$G_r = \frac{\Delta''}{\delta_v''}. \tag{2.13}$$

将式(2.12b)代入式(2.13),则有

$$G_r = \frac{D}{140} \cdot \Delta''. \tag{2.14}$$

据研究，眼睛的分辨角 Δ'' 在白天照明条件很好时平均约 60",在夜晚观测暗弱的天体时,此值可以增大到 120" 以上. 如我们取 Δ'' 为 120",则从式(2.14)可以看出,分辨放大率 G_r 在数值上近似等于望远镜口径的毫米数.

经验指出,要充分利用目视望远镜的分辨能力,实际使用的放大率应为分辨放大率 G_r 的 2 至 4 倍. 而更高的放大率不仅不能得到更高的分辨本领,还会进一步减弱像的亮度、缩小视场、放大大气抖动和望远镜跟踪的不均匀性，从而给观测带来许多不利影响. 因此可以把 2 至 4 倍的 G_r 看成是目视望远镜所能选用的最大放大率.

在拍摄的底片上,两个刚刚能分开的极限星(能拍摄下来的最暗弱的星)所对应的角距称照相望远镜的分辨角. 对照相望远镜，同样可用瑞利准则，但必须同时考虑到照相底片的扩散效应. 由于扩散效应,底片衍射像的线半径 l 为

$$l = 1.22\frac{\lambda}{A} + k, \tag{2.15}$$

式中 A 为望远镜的相对口径，而 k 为和底片的扩散效应有关的参数，λ 为底片对天体辐射最敏感的波长. 当两星像在底片上的线距离达到此值时,则根据瑞利准则两星刚刚能被分开.

由式(2.6b)得知，$\alpha'' = \frac{\omega''}{l} = \frac{206,265}{f'}$,故

$$\omega'' = 206,265\frac{l}{f'}. \tag{2.16}$$

当 $l = 1.22\frac{\lambda}{A} + k$ 时,ω'' 便等于照相望远镜的分辨角 δ''_p,于是有

$$\delta''_p = \frac{1}{D}(251,643\lambda + 206,265kA). \tag{2.17}$$

对常用的照相底片，取 $k=1.5\times10^{-2}$ 毫米，$\lambda=4.5\times10^{-4}$ 毫米，则可获得照相望远镜的分辨角为

$$\delta_p''=\frac{1}{D}(113+3,100A), \tag{2.18}$$

式中 D 为望远镜的口径，以毫米为单位.

由于不同种类底片的颗粒性及参数 k 值不同，其所敏感的波长差别也相当大，所以使用不同底片时，同一望远镜的分辨角并不相同，而式(2.18)只能视为对照相望远镜分辨角的一个估计值.

对使用其它探测器(如硅二极管阵、电子照相机等)的天文望远镜，其分辨角不仅决定于天文望远镜本身，而且也和这些探测器的性能密切相关.

对于安装在地面上的望远镜，地球大气不仅使辐射减弱，而且由于大气湍动等原因，还导致星像模糊、抖动且视亮度发生变化，从而限制了分辨本领的提高. 为了减少这种影响，大型望远镜往往需要安装在天文宁静度特别好的地方.

§2.2 实际光学系统的像差

1841 年，高斯 (C. F. Gauss) 提出了理想光学系统的成像理论，根据这一理论，在不考虑光的衍射的条件下，同心光束(波阵面为球面的光束)经过理想光学系统后依然为同心光束，而且像和物在几何上应完全相似. 在理想光学系统中，物方任何一点都有像方的一点和它相对应，这些互相对应的点叫共轭点. 类似地，物方的每一条直线或每一个平面，都应有像方的一条共轭直线或共轭平面和它相对应. 这样，高斯的理想光学系统成像理论实际上就是在物方与像方建立点与点、线与线、面与面之间对应关系的理论.

对于实际光学系统，高斯的成像理论往往不完全适用. 首先，由于衍射效应，即使恒星仅发出波长为 λ 的单色光，在物镜焦平面上的恒星像也会成为由明暗交替的圆环包围着中央亮圆斑的衍射

图样，其中主极大圆斑的角半径由式(2.12a)决定，即其线半径为

$$r = 1.22\frac{\lambda}{D}f_1, \tag{2.19}$$

此处 D 为物镜口径，f_1 为物镜的第二主焦距．由于衍射图像的中央主极大占据了整个星像光能量的84%，故通常把半径为 r 的中央亮环看成恒星的像．实际上，恒星的光并非单色光，而是各种波长都有，这样从式(2.19)可看出红光的衍射圆斑大于蓝光的衍射圆斑．因此，一般情况下，我们看到的恒星衍射图像是边缘带红色的圆斑．

从几何光学的角度来看，即使不考虑衍射，对于实际光学系统来说，也只有在以下条件下，高斯的理想光学系统理论才是适用的：

1. 若光是以极窄的近轴光束射入光学系统的，这些光线离光轴很近，而且与光轴所成的角度十分小，以至于它的正弦和正切可以用角度本身来表示．

2. 入射光是充分单色的；或者虽是混合光，但光线通过的所有介质不存在色散，即其折射率对所有光线来说都是常数．

但实际上，在天文光学中，以上两个条件往往都无法满足．由于这些条件不能满足，因此不论是轴向的宽阔光束、轴外窄细光束或轴外宽阔光束经过实际光学系统后都不能得到完善的像，点光源可能成为形状很不规则的斑点，面光源的像会产生变形，也可能位于一曲面内，这都是像差的表现．

由于不满足条件1，会产生球差、彗差、像散、场曲、畸变五种像差，这五种像差总称单色像差．若 ω、ω' 分别为入射光与光轴以及出射光与光轴之间的夹角，因 $\sin\omega$，$\sin\omega'$ 可展成级数

$$\sin\omega = \omega - \frac{\omega^3}{3!} + \frac{\omega^5}{5!}\cdots, \tag{2.20a}$$

$$\sin\omega' = \omega - \frac{\omega'^3}{3!} + \frac{\omega'^5}{5!}\cdots. \tag{2.20b}$$

故若条件1满足时，$\sin\omega = \omega$，$\sin' = \omega'$．这时高斯的理想光学

系统成像理论成立，球差、彗差、像散、场曲、畸变均不存在。但实际上条件 1 无法满足，然而在天文光学中，ω 和 ω' 也不会太大，往往取 $\sin\omega \approx \omega - \frac{\omega^3}{3!}$ 以及 $\sin\omega' \approx \omega' - \frac{\omega'^3}{3!}$ 就足够了，在这种近似下建立的像差理论称为三级像差理论。

由于不满足条件 2，将导致入射光的色散，使像发生形变，这时造成的像差称为色差。

从波动光学的角度来看，像差就是同心光束经过实际光学系统后变为非同心光束，即球面波经过实际光学系统后变为非球面波。由于像差的存在，由物点发出的光线经过实际光学系统后在高斯平面上并不会聚于一点，若将通过第二主点的光束与高斯平面的交点作为计算像差的基准点，而实际波面与以该基准点为中心、以它与第二主点间的距离为半径的球面之间的偏离量为 ε，则将 ε 与该处介质的折射率的乘积称为波像差。对位于空气中的实际光学系统而言，由于空气的折射率近似等于 1，所以两者间的偏离量 ε 本身就是波像差(图 2.3)。

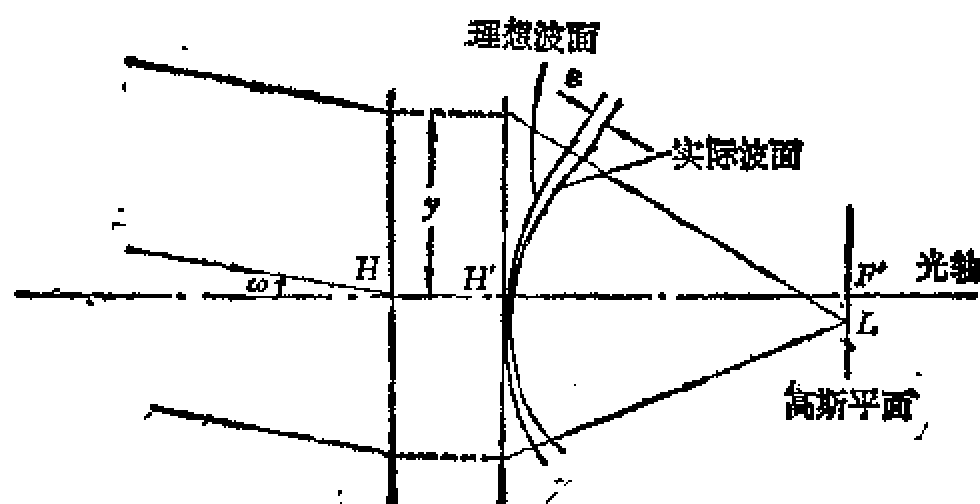


图 2.3　波像差 ε.

要消除像差，得到良好的像，似乎应该使波像差等于 0. 但由于不可避免的衍射效应，使得星像具有一定大小，所以不必过分要求消除像差，而只要将实际光学系统的像差减小到和衍射效应没有明显区别就行。

瑞利由经验得出，当最大波像差小于或等于入射光的四分之一波长时，实际光学系统所成的像和理想情形没有什么区别。四分之一波长的最大波像差就成为设计和制造良好光学系统的判据，称为瑞利判据。

下面分别讨论望远镜可能存在的各种基本像差。

一、球差

若单色光以轴向宽阔光束照射望远镜的物镜，这时物镜不论是透镜或反射镜，其近轴光线 ($y \approx 0$) 经折射或反射后均应交于第二主焦点 F' 上，此时像距 S'_0 也就是第二主焦距 f'，即 $S'_0=f'$。而离光轴距离为 y 的远轴光线经折射（或反射）后将交于光轴上 P'，P' 往往不和 F' 重合，令其像距为 S'_y，则定义

$$\delta S' = S'_y - S'_0 \qquad (2.21)$$

为透镜或反射镜的轴向球差(图 2.4)。

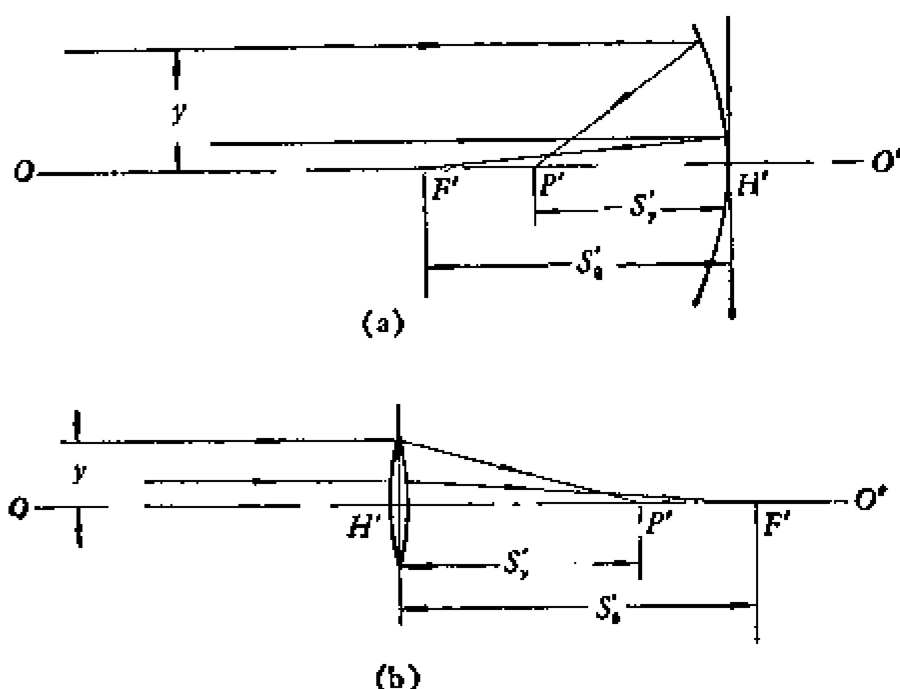


图 2.4　反射镜和薄透镜的轴向球差．a. 反射镜的情形；b. 薄透镜的情形．

由于球差的存在，一个物点在高斯平面上就成为如下半径的弥散圆：

$$\rho = \frac{D \cdot \delta S'_{max}}{2f'}, \qquad (2.22)$$

其中D为物镜的口径，f'为物镜的第二主焦距，$\delta S'_{max}$为物镜的最大轴向球差，而ρ称横向球差．在高斯平面上弥散圆往往较大，但在光轴上总可以找到这样一个平面，在这个平面上弥散圆的半径为最小，该平面称最佳瞄准面．

天文望远镜中最简单的物镜是球面反射镜．球面反射镜的三级球差表达式为

$$\delta S' = -\frac{y^2}{8f'}. \tag{2.23}$$

以y为纵坐标，$\delta S'$为横坐标所作的曲线称球差曲线．式(2.23)是一个抛物线方程，它表明球面反射镜的三级球差曲线是对称于横坐标$\delta S'$的抛物线．

同样，也可以计算薄透镜的三级球差表达式．例如对处于空气中的薄透镜，其球差为

$$\delta S' = \frac{1}{2} y^2 f' \left\{ \left[\frac{n}{(n-1)f'} - \frac{2n+1}{2nr_1} \right]^2 + \frac{1}{r^2}\left[\frac{n+2}{n} - \frac{(2n+1)^2}{4n^2} \right] \right\}, \tag{2.24}$$

其中f'为透镜的第二主焦距，n为透镜的折射率，r_1为透镜第一面的曲率半径．

对于折射率n的一切可能值，式(2.24)中{}内的值总为正．因此，对正透镜而言，$f'>0$，球差为负；而对负透镜而言，$f'<0$，



图2.5 复合透镜的球差曲线（III）同组成它的正、负透镜的球差曲线（I 和 II）的比较．

球差为正．于是正负透镜的组合就可以减少球差．在图 2.5 中，I 是正透镜的球差曲线，II 是负透镜的球差曲线，III 是由这两块透镜组合而成的复合透镜的球差曲线．从该图可以看出复合透镜的球差大大减小了．

二、彗差

对于望远镜来说，彗差是一种十分有害的像差，特别对反射望远镜．若无限远的某点光源以与光轴呈 ω 交角的宽阔光束照射一个只存在彗差的光学系统，则在焦平面上不是得到点像，而是一彗状斑点，光学系统成像的这种缺陷称为彗差．

下面来说明彗状斑点是怎样造成的．图 2.6a 中，与光轴交角为 ω 的宽阔光束投射在望远镜物镜上，通过入射光瞳中心的主光线 H_0H 交焦平面上 P 点，在子午面(即通过主光线 H_0H 和光轴所构成的平面)上，离光轴距离为 y 的光线 B_0B 和 $B_0'B'$ 交焦平面上

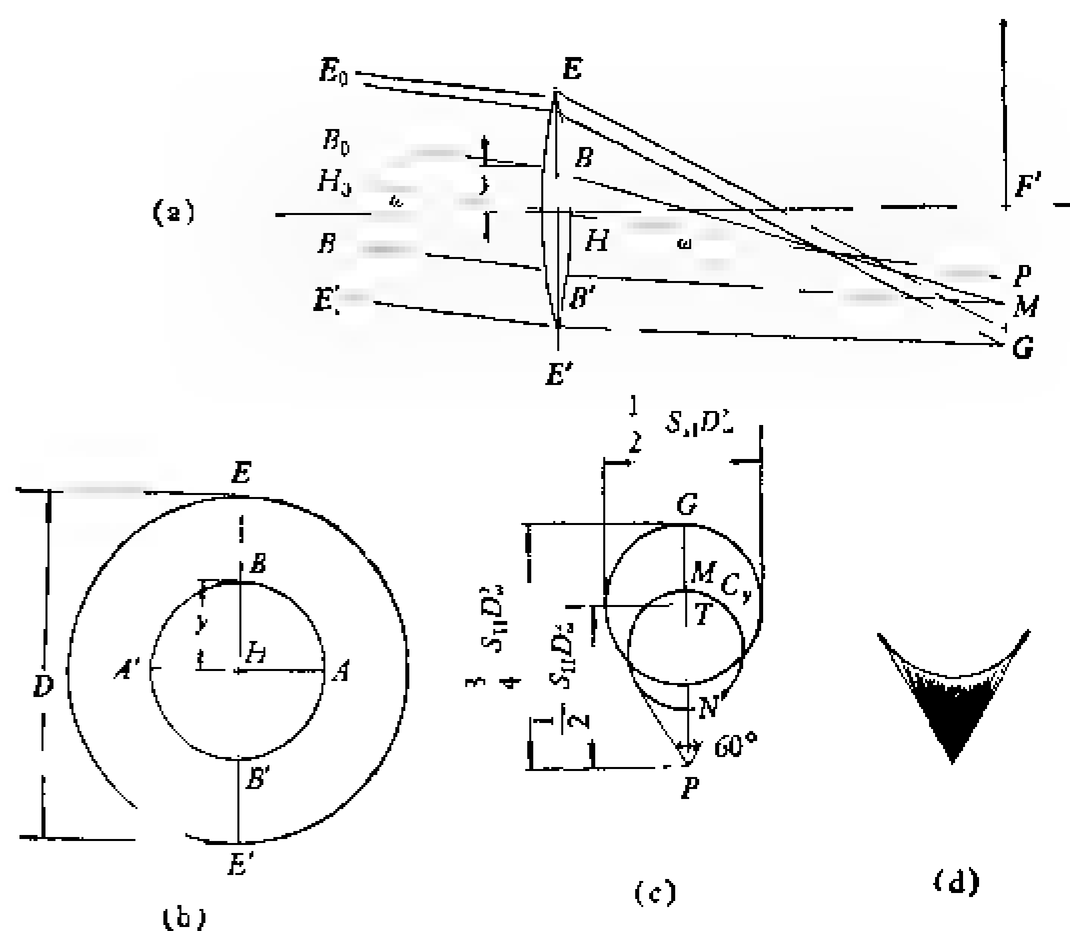


图2.6 彗差的形成．

M点，投射在物镜边缘的光线 E_0E 和 $E_0'E'$ 交焦平面上G点. 图2.6b 为物镜的正视图，图中 E, B, H, B', E' 就是 a 图中光线投在物镜上的相应点. 若以物镜中心H为圆心，以 y 为半径作圆，然后考察这个圆的各点在焦平面上的成像情况. 按照三级像差理论，投影到该圆上的各条平行光线在焦平面上将形成如图 2.6c 中的圆周 C_y，并且当光线绕物镜上的圆周 $BA'B'AB$ 迴转一周时，像点将绕圆周 C_y 迴转二周[1]，照在物镜上B和 B' 点的光线同交于圆周 C_y 上的M点，照在物镜上A和A'点的光线同交于圆周 C_y 上N点……当 $y=0$ 时，圆周 C_y 成为点P；当 $y=\frac{D}{2}$ (D 为物镜直径)时，圆周 C_y 就变为以T为中心、R 为半径的最大圆. 因为 y 可以从 0 到 $\frac{D}{2}$ 之间取无穷个值，因此对应的圆周 C_y 也可以有无穷多个，彗状斑点的形成正是这无穷多个圆周叠加造成的. 彗状斑点的亮度分布不均匀，尖点最亮，离尖点越远亮度就越小，因此有时只见形状如图 2.6d 所示的燕尾状斑点. 从三级像差理论得知，圆周 C_y 的半径为 $S_{II}y^2\omega$，当 $y=\frac{D}{2}$ 时，则有最大的圆，其直径 $2R$ 为

$$2R=\frac{1}{2}S_{II}D^2\omega, \tag{2.25a}$$

而彗状斑点的顶角为 60°，其长度 ξ 为

$$\xi=\frac{3}{4}S_{II}D^2\omega, \tag{2.25b}$$

式 (2.25a) 和 (2.25b) 中 S_{II} 为一与物镜的结构和折射率等有关的系数.

怎样消除彗差呢? 1873 年阿贝指出，对于一个已经消除了球差的共轴系统而言，当满足正弦定律时，彗差就消除了. 这一条件常被称为齐明条件，而消除了球差和彗差的物镜常称为齐明物镜.

---

1) 参见本章末参考书目[7]，§34.

这里对正弦定律的一般形式不作介绍，只介绍适合于天文光学望远镜使用的正弦定律的简化形式。天文光学望远镜所观测的对象都可近似地认为位于无穷远处，此时正弦定律有如下形式：

$$\frac{y}{\sin\omega'}=f', \tag{2.26}$$

式中 y 为入射光线在入射光瞳处的高度，ω' 为折射光线（或反射光线）与光轴的夹角，f' 为物镜的焦距。

三、像散、场曲和畸变

轴外光束的单色像差还有像散、场曲与畸变，它们不仅象彗差那样在轴外宽阔光束下会出现，而且在轴外窄细光束照射下仍会出现。

（一）像散

轴外窄细光束通过实际光学系统后，原来的同心光束将变为非同心光束，最后不能聚焦于一点。一般在子午面内的出射光将聚焦于一点，而整个镜面的光线成一条短线，称为子午焦线 m；在与子午面相垂直的卯酉面内的出射光将聚焦于另一点，而整个镜面上的光线构成另一条短线，称为弧矢焦线 S（注意，子午焦线位于卯酉面内，而弧矢焦线则位于子午面内）。上述这种现象称为像散。这是由于球形波面经实际光学系统后变为非球形波面，而非球形波面上沿不同方向的曲率是不一样的。在图 2.7 中 AB 方向波面的曲率中心在子午焦线 m 上，而 CD 方向波面的曲率中心在弧矢焦线 s 上，因而造成了像散。由于像散的存在，点光源在望远镜焦平面上所呈的像将是一个椭圆，成像最清晰的地方位于 m，s 之间某处，这点即最小弥散圆所在处 k，这里的像最清晰。在光束与光轴的交角 ω 不大时，最小弥散圆半径 ρ_c 以及焦平面上的弥散椭圆在子午面内的半轴 ρ_a 和在卯酉面内的半轴 ρ_b 可分别表示为

$$\rho_a=\frac{1}{2}(M-N)D\omega^2, \tag{2.27a}$$

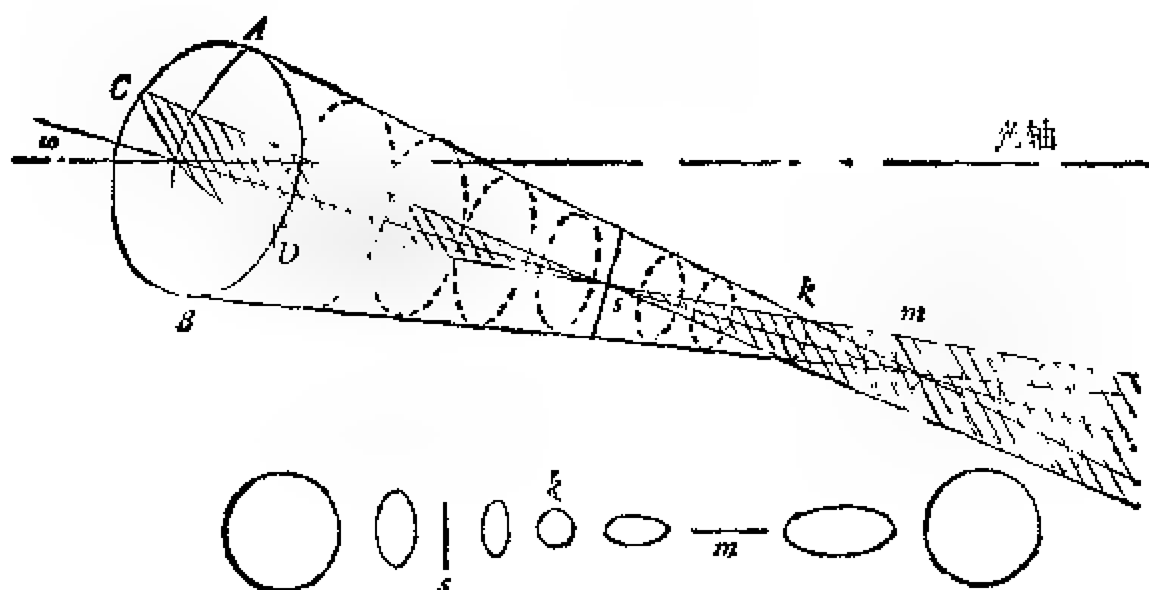


图2.7　像散的形成.

$$\rho_b = \frac{1}{2}(M+N)D\omega^2, \qquad (2.27b)$$

$$\rho_c = -\frac{1}{2}ND\omega^2, \qquad (2.27c)$$

此处 M,N 是与物镜形状等有关的系数，D 是入射光瞳直径.

（二）场曲

若一位于无穷远处的面光源以对光轴不同倾角的各种光束投射在望远镜物镜上，这时由于像散的存在，在焦平面一侧形成由子午焦线的集合构成的 m 曲面以及由弧矢焦线的集合构成的 s 曲面，这两个曲面都与理想成像面 p 相切. 在这两个曲面之间，存在着某一曲面 k，它是像散光束中最小弥散圆的集合. 在这个 k 曲面上，成像最清晰，常常把它视为实际的成像面. 这种使成像平面变为曲面的像差现象称为场曲(图2.8). 当像散消除时，s 曲面、m 曲面、k 曲面均合而为一，但是它并不和理想成像面 p 重合. 这表明即使消除了像散，场曲现象依然可能存在. 在天文工作中，消除场曲的方法是：1. 将底片形状弯曲成与望远镜的焦面形状相符合；2. 加改正镜，消除场曲.

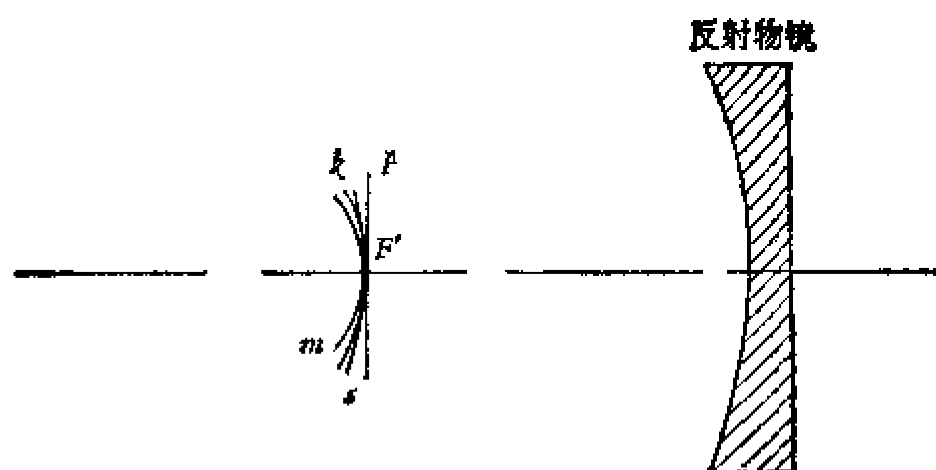


图 2.8　场曲的形成.

（三）畸变

这是由于在成像面上放大率或底片比例尺不是常数而产生的物与像的相似性被破坏的一种像差. 在畸变的影响下, 正方形的物体将成像为枕形的或桶形的(图 2.9), 前者称为枕形畸变, 后者称为桶形畸变. 在天文光学中, 和光轴成 ω 角的天体像的畸变常表示为

$$V_{\omega}=\frac{l'_{\omega}-l'}{l'}\times 100\%, \tag{2.28}$$

式中 l'_{ω} 为成像面上与光轴成 ω 角的主光线的像点高度, $l'=f'\operatorname{tg}\omega$ 为理想像点的高度.

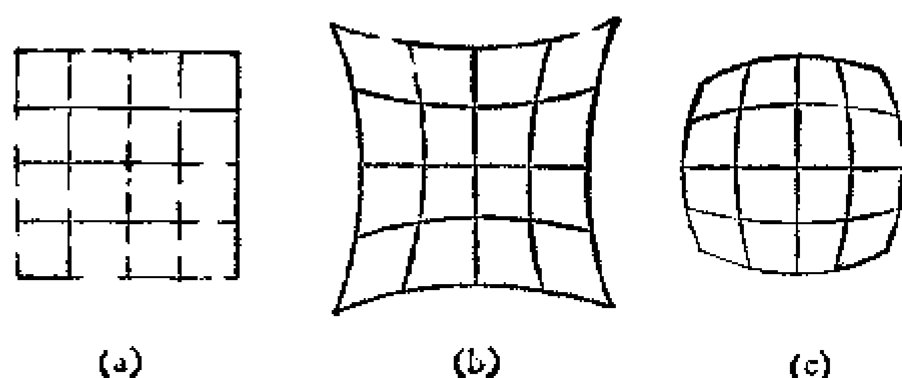


图 2.9　畸变对像的歪曲.
a. 无畸变; b. 枕形畸变; c. 桶形畸变.

对于一个未经消除任何像差的望远镜物镜，若以轴外的宽阔光束照射，这时球差[1]、彗差、像散、场曲、畸变五种像差同时存在，因此就不能象上述这样单一地考虑某种像差，而是要考虑它们的综合影响。若望远镜的入射光瞳直径为 D，入射光束与光轴的夹角为 ω（以弧度表示），则在高斯平面上各种像差的大小同 D,ω 有以下关系：

球差——与 ω 无关，但与 D^3 成正比；

彗差——与 ωD^2 成正比；

像散、场曲——与 $\omega^2 D$ 成正比；

畸变——与 D 无关，但与 ω^3 成正比。

一般，在望远镜视场较小时，只要考虑消球差和消彗差。在使用较大视场时，需要考虑消像散和场曲，最后在更大视场时，才需要考虑消畸变。再者，由于球差、彗差与入射光瞳的大小关系密切，所以对口径越大的望远镜，越要注意严格地消球差和消彗差。

四、色差

对于折射望远镜来说，以上对像差的讨论只对单色光才是正确的。实际上入射光往往不是单色光，因此还需考虑由于透镜的折射率随波长变化所造成的像差，这种像差叫做色差，色差分位置色差和倍率色差两种。

位置色差 又称轴向色差，这是轴向光束经物镜折射后不同波长的光将成像在不同位置的一种像差现象。通常，用符号 C 代表波长为 6563 埃（对应于氢的 H_α 线）的单色光，用符号 F 代表波长为 4861 埃（对应于氢的 H_β 线）的单色光。若透镜对这两种单色光的焦距分别为 f'_C 和 f'_F，则位置色差 ds' 定义为

$$ds' = f'_F - f'_C. \tag{2.29}$$

为了在光轴上得到令人满意的像，对折射物镜而言，至少应对上述两种波长的光消去位置色差，这样的光学系统称为消色差的。

---

1) 由轴外宽阔光束引起的球差称轴外球差，有关这方面的讨论可参见本章末参考书目[8]第 308－309 页。

当对这两种波长的光消色差后，仍有剩余的色差，称之为二级光谱，这将使像的边缘带色，严重影响成像质量．为了减少二级光谱，可以对三种波长的光消色差，这种光学系统称为复消色差的．

倍率色差 当包含各种波长的斜光束成像时，不同波长的光将交高斯平面上不同点，即其放大率不一样，结果导致轴外物点将成像为一短光谱，这种色差称为倍率色差．当对实际光学系统消除位置色差时，倍率色差也会相应减小．

以上是关于各种像差的简略讨论．除各种像差外，望远镜的成像质量还和镜面加工质量和物镜定心（指调整所有镜面的光轴一致，且彼此位置符合设计要求）有密切关系，镜面加工质量不符合设计要求或物镜定心不良的望远镜往往导致星像的明显歪曲，这些问题在望远镜安装前应加以认真的校验．

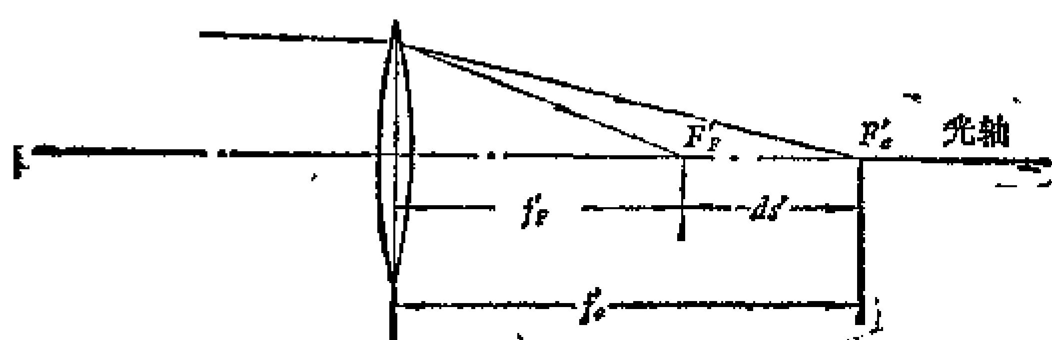


图 2.10 位置色差．

§2.3 折射望远镜的物镜

用于天文光学望远镜的折射物镜主要有双透镜物镜、三透镜物镜和四透镜物镜三种．

一、双透镜物镜

双透镜物镜通常由两块薄透镜构成，一块是冕牌玻璃的正透镜，另一块是火石玻璃的负透镜（如图 2.11），它可以对两个特定的波长完全消除位置色差，当然这时其余波长的位置色差也会相应

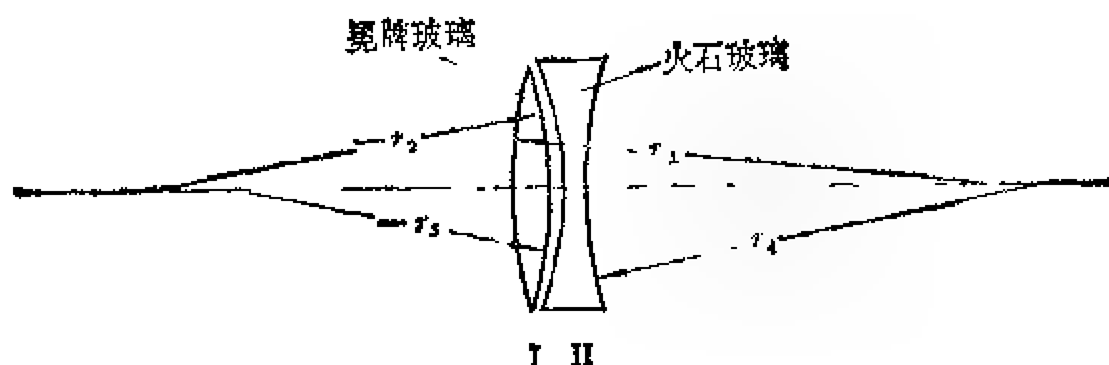


图 2.11 双透镜物镜.

减小. 对于目视望远镜而言，往往是对 C 和 F 两种波长的光消除色差. 为了推求消色差的条件,可再引进一介于 C,F 两种波长之间的中介波长,习惯上常选用符号为 D 的 5,893 埃(钠的两根黄线 D_1, D_2 的平均波长)的黄光. 若对薄透镜 I，它对 C,F,D 三种波长的光的光焦度 φ_{CI}, φ_{FI}, φ_{DI} 分别为

$$\varphi_{CI}=(n_{CI}-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right),$$

$$\varphi_{FI}=(n_{FI}-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right),$$

$$\varphi_{DI}=(n_{DI}-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right),$$

式中 n_{CI},n_{FI},n_{DI} 分别为透镜 I 对 C,F,D 三种光的折射率,r_1, $-r_2$ 分别为薄透镜 I 的两个面的曲率半径. 于是

$$\varphi_{CI}=\frac{n_{CI}-1}{n_{DI}-1}\varphi_{DI},$$

$$\varphi_{FI}=\frac{n_{FI}-1}{n_{DI}-1}\varphi_{DI}.$$

类似地,对薄透镜 II 有

$$\varphi_{CII}=\frac{n_{CII}-1}{n_{DII}-1}\varphi_{DII},$$

$$\varphi_{FII}=\frac{n_{FII}-1}{n_{DII}-1}\varphi_{DII}.$$

而由 I 和 II 组成的复合透镜对 C 和 F 两种光的光焦度分别为

$$\varphi_C = \varphi_{CI} + \varphi_{CII},$$

$$\varphi_F = \varphi_{FI} + \varphi_{FII}.$$

如果 $\varphi_C = \varphi_F$,则对 C,F 两种波长的光将无位置色差,此时有

$$\frac{n_{CI} - n_{FI}}{n_{DI} - 1}\varphi_{DI} + \frac{n_{CII} - n_{FII}}{n_{DII} - 1}\varphi_{DII} = 0. \tag{2.30}$$

令

$$\nu_I = \frac{n_{DI} - 1}{n_{CI} - n_{FI}}, \tag{2.31a}$$

$$\nu_{II} = \frac{n_{DII} - 1}{n_{CII} - n_{FII}}, \tag{2.31b}$$

上式中 ν_I 和 ν_{II} 分别称为第 I 透镜和第 II 透镜的阿贝数，将式 (2.31a) 和 (2.31b) 代入式 (2.30),则有

$$\frac{\varphi_{DI}}{\nu_I} + \frac{\varphi_{DII}}{\nu_{II}} = 0. \tag{2.32}$$

另一方面,对于黄色光 (D),复合透镜的总光焦度为

$$\varphi_D = \varphi_{DI} + \varphi_{DII}. \tag{2.33}$$

由式 (2.32) 和 (2.33) 可求出光焦度 φ_{DI} 和 φ_{DII} 为

$$\varphi_{DI} = \frac{\nu_I}{\nu_I - \nu_{II}}\varphi_D, \tag{2.34a}$$

$$\varphi_{DII} = -\frac{\nu_{II}}{\nu_I - \nu_{II}}\varphi_D. \tag{2.34b}$$

冕牌玻璃的阿贝数 ν_I 比火石玻璃的阿贝数 ν_{II} 大，所以由式 (2.33)、(2.34a) 和 (2.34b) 得知,如果用冕牌玻璃做成正透镜，火石玻璃做成负透镜，则复合透镜的总光焦度仍然为正. 同时只要复合透镜满足条件 (2.32) 式，则对 C 和 F 两种波长的光完全消除了位置色差.

对于照相望远镜，通常是对 F 和波长为 4,047 埃的光完全消除色差,读者可以进行类似的运算以求得其消色差条件.

由像差理论的研究可知,经过消色差改正后的物镜,其剩余色

差(二级光谱)所引起的像的模糊程度随相对口径的增大而越来越严重。因此由双透镜物镜做成的折射望远镜相对口径不能太大，通常在1/15左右。

双透镜物镜不仅可以消色差，而且在一定的设计要求下还可以消球差和彗差。消除了色差、球差、彗差的双透镜物镜常被称为消色差齐明物镜，这类物镜由于像散等像差尚未得到改正，它的工作视场只能达到2°—3°[1]。消色差齐明物镜最早由方和斐制成，它由两个不胶合的透镜组成，前面是冕牌玻璃做成的正透镜，后面是火石玻璃做成的负透镜。例如我国上海天文台的双筒天体照相仪（$D=400$毫米，$A=1/17.5$）的两个物镜都是方和斐型的。

目前世界上几个最大的折射望远镜的物镜都是双透镜消色差齐明物镜，为了在温度改变时能尽快达到平衡，同时也为了便于揩拭透镜的内表面，两块透镜之间的距离较大，往往达200—300毫米，如叶凯士天文台的世界上最大的折射望远镜（$D=1016$毫米，$A=1/19.4$）以及里克天文台的口径居于第二位的折射望远镜（$D=914$毫米，$A=1/20$）就是这样。

二、三透镜物镜

双透镜物镜不仅二级光谱相当严重，而且像散也没有改正，这就限制了它的相对口径只能在1/15左右，而视场只能达到2°—3°。为了增大望远镜的相对口径和视场，1894年泰勒设计出一种三透镜物镜，其中间的透镜为火石玻璃，前后两块透镜为冕牌玻璃，它可以消球差、彗差、位置色差、倍率色差、像散、场曲、畸变所有七种像差，但有的像差消除得不彻底，如剩余像散、剩余球差和二级光谱等都还存在。这种物镜最早由库克公司研制成功，因此也常称为库克三块型(图2.12a)，它的相对口径可达1/7—1/5，视场可达5°左右。

---

1) 双透镜的折射望远镜工作视场2°—3°仅在对像质要求不很高的条件下才是正确的。如果也像下节所论述的反射望远镜那样，以像斑的角大小小于1角秒为标准，那末其视场是达不到2°—3°的。

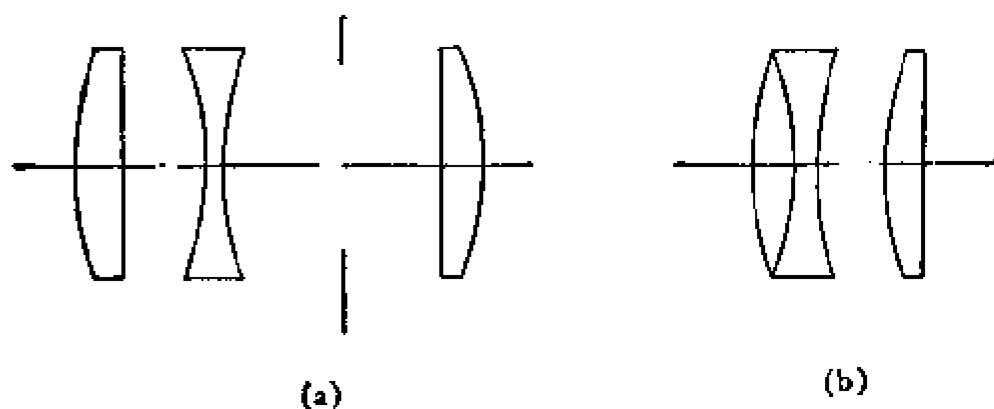


图 2.12　三透镜物镜. a.库克三块型；b.蔡斯 B 型

和库克三块型相类似，蔡斯 B 型物镜(图 2.12b) 也是一种三透镜物镜．它的二级光谱要比双透镜物镜小 10 倍左右．

三、四透镜物镜

为了减小三透镜物镜的剩余像差，进一步增加相对口径和扩大视场，先后又出现了各种类型的四透镜物镜．其中在天文望远镜中得到广泛应用的有天文天塞物镜（图 2.13a)、蔡斯物镜(图 2.13b)、罗斯物镜(图 2.13c) 等．

天文天塞物镜可以看成库克三块型的最后一块改为双胶合透镜的结果，它在校正剩余球差和二级光谱方面较三块型好，其相对口径可超过 1/5．

蔡斯物镜可看成库克三块型的第一块分成两块的结果，它的剩余球差、剩余像散和二级光谱都比三块型小．在相对口径为 1/5 时视场可达 15°，而且视场边缘的畸变小于 0.02%．

罗斯物镜可看成库克三块型中间一块分成两块的结果，它对所有七种象差进行了改正，但在剩余像差中，二级光谱仍然还未充分消除．里克天文台的罗斯物镜是世界上最大的，口径为 500 毫米，相对口径为 1/7，它被用作双筒天体照相仪的物镜，视场为 7°×7°．

上述三种四透镜物镜实际上都是在三透镜的基础上加以改进而研制成的．还有一种四透镜物镜则是在双透镜物镜的基础上加以改进而研制成的，它由两个双透镜物镜组合在一起构成，称匹兹

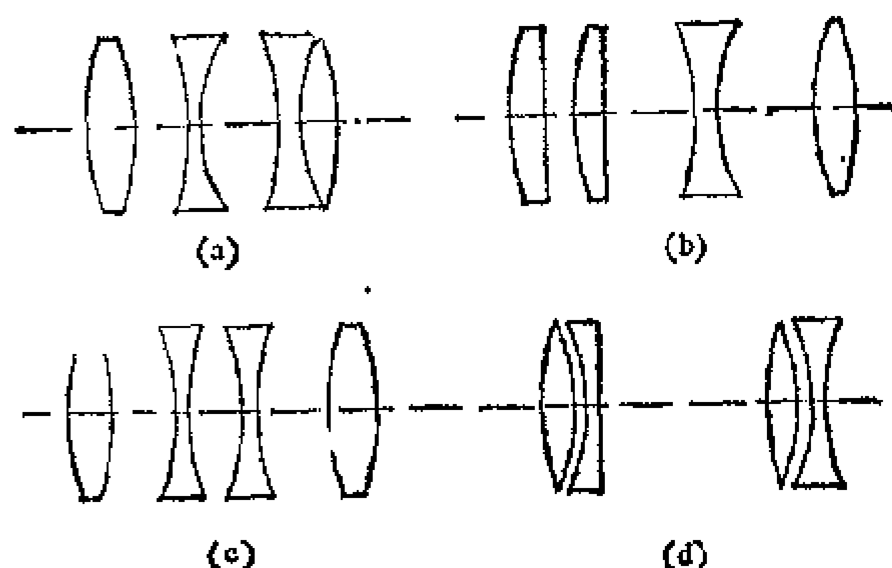


图 2.13 四透镜物镜. a. 天文天塞物镜; b. 蔡斯物镜; c. 罗斯物镜; d. 匹兹瓦物镜.

瓦物镜(图 2.13d). 这类物镜能相当满意地消除球差、彗差、像散、场曲，但二级光谱一般比其它四块型物镜要大. 这类物镜在相对口径取为 1/10 时,视场约达 10°.

§2.4 反射望远镜的光学系统

反射望远镜的物镜由反射镜组成，它在光学性能方面的最重要特点是没有色差,构成反射镜面的材料一般要求膨胀系数小、应力小和便于磨制. 较大的反射望远镜镜面一般用派勒克斯、熔石英、微晶玻璃等镜坯磨制而成. 目前世界上口径大于 1.34 米的望远镜全是反射望远镜.

反射望远镜常用的物镜系统有主焦点系统、牛顿系统、卡塞格林系统、R C 系统、折轴系统等. 其中主焦点系统和牛顿系统都只有一块曲面反射镜,称简单式物镜系统,其它的几种则有两个或两个以上的曲面反射镜,称复杂式物镜系统.

一、牛顿系统

小型反射望远镜往往做成牛顿式，这种系统的望远镜是牛顿于 1668 年发明的. 在物镜的主焦点前加上一块和光轴成 45° 的

平面反射镜，把光线转向镜筒一侧，使成像于镜筒之外，便成为牛顿系统(图 2.14a)。小型牛顿式反射望远镜的物镜常采用球面镜，这种反射望远镜除不存在色差外，其它各种像差均未消除，特别是对位于光轴方向上的物点也存在着像差，即球差。由像差理论可以证明，对球面反射镜，由球差产生的波像差与口径D成正比，以及还与相对口径A的三次方成正比。这样，为使波像差限制在可容许的范围内(根据瑞利判据，波像差应不大于$\frac{\lambda}{4}$)，必须对相对口径有所限制。计算表明，对 $D=100$ 毫米的球面反射镜，相对口径不得超过 1/7，而对 $D=800$ 毫米的球面反射镜，相对口径不得超过 1/14。口径D再大，相对口径A还必须进一步减小。

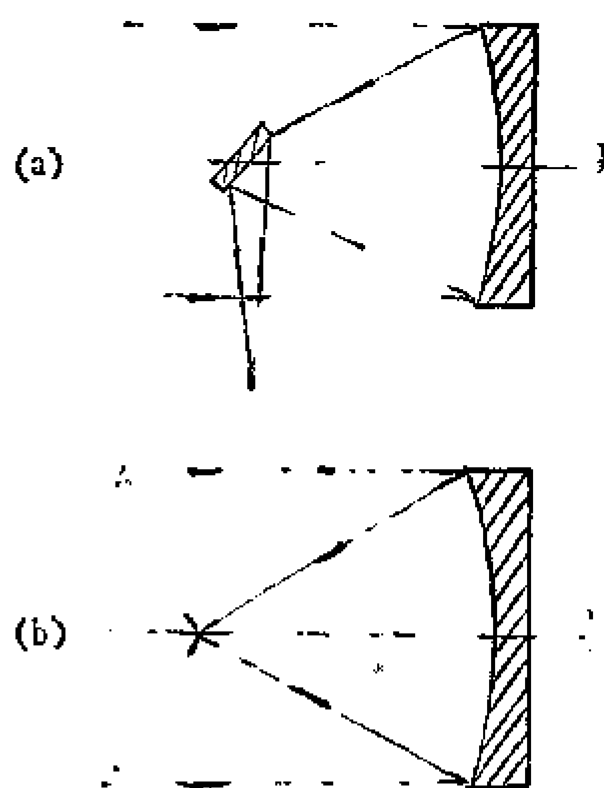


图 2.14 简单式物镜系统
a 牛顿系统；b 主焦点系统。

为了消除球差，一般中型和大型的反射望远镜的物镜都是旋转抛物面(简称抛物面)的，较大口径的牛顿式反射望远镜的物镜也必须采用抛物面。抛物面物镜虽无球差，但对轴外光束却存在着相当严重的彗差，从而大大限制了望远镜的视场。

对牛顿式反射望远镜而言，由于终端设备不在入射光路中，不会挡光，因此可以安置较大的终端设备。有时在牛顿系统镜筒侧面安置不同的终端设备。转动平面镜就可以使其中的一个处于工作状态。

二、主焦点系统

如图 2.14 b 由一块反射镜组成的系统称为主焦点系统. 这种系统常用在口径较大的反射望远镜中，其相对口径通常在 1/5—1/2.5 之间. 由抛物面反射镜构成的主焦点系统没有球差，但有较严重的彗差.

§2.2 中已指出，对已消除球差的系统，如已满足齐明条件 $y/\sin\omega' = f'$，则该系统不存在彗差，但在抛物面反射镜中，上述齐明条件并不满足.

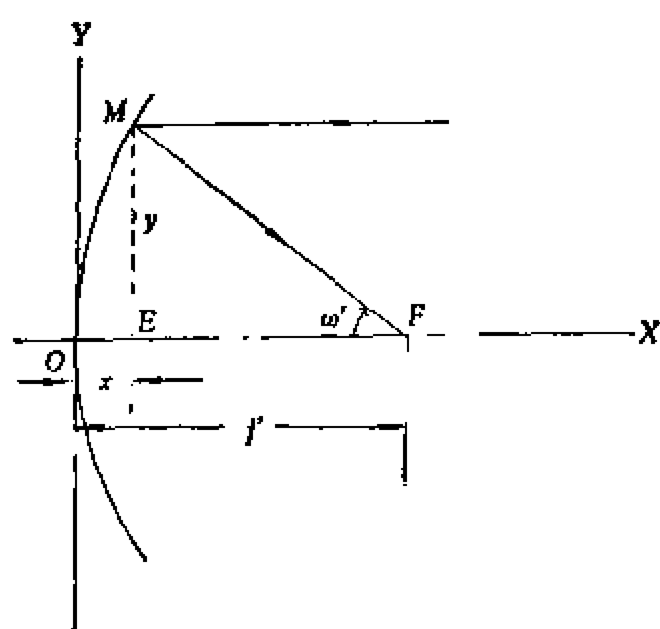


图 2.15 抛物面反射镜不满足齐明条件.

在图 2.15 中，OM 为抛物线（OM 绕 X 轴旋转，便成为旋转抛物面），F 为主焦点，选取原点在顶点 O 的坐标系，取光轴为 X 轴，Y 轴通过 O 点，垂直于 X 轴. 这时有抛物线方程

$$y^2 = 4f'x. \quad (2.35)$$

由图 2.15 可知

$$\frac{y}{\sin\omega'} = MF,$$

从 ΔMEF 中，不难证得

$$MF^2 = \left(f' + \frac{y^2}{4f'}\right)^2,$$

于是

$$\frac{y}{\sin\omega'} = f' + \frac{y^2}{4f'}. \quad (2.36)$$

由式 (2.36) 可知，$y/\sin\omega' \neq f'$，即不满足齐明条件，因此抛物面镜必然存在彗差.

据三级像差理论，对抛物面镜，公式 (2.25a) 和 (2.25b) 中的系数

$$S_{II} = \frac{1}{4f'},$$

则从式(2.25a)和(2.25b)不难求得,恒星在抛物面焦平面上所呈的彗形像斑的长度 ξ 和宽度 η 为

$$\xi = \frac{3}{16} A^2 \omega f', \tag{2.37a}$$

$$\eta = \frac{1}{8} A^2 \omega f'. \tag{2.37b}$$

该彗形斑点在不影响成像质量时应小于衍射圆斑，即彗形像斑的角大小应满足

$$\frac{3}{16} A^2 \omega \leqslant 1.22 \frac{\lambda}{D}. \tag{2.38a}$$

式(2.38a)右端以弧度为单位,若以角秒为单位，并取 λ 为眼睛最敏感的波长 5.55×10^{-4} 毫米,则式(2.38a)变为

$$\frac{3}{16} A^2 \omega \leqslant \frac{140''}{D}, \tag{2.38b}$$

式中 D 以毫米为单位．对于大口径的望远镜，式(2.38b)右端将比 $1''$ 小得多．但由于大气抖动、调焦不良、底片颗粒性等因素,即使在没有彗差时,星像直径往往也比衍射圆斑大得多,所以不一定严格要求满足式(2.38b),还可以再放宽一些．例如,通常规定,彗形斑点的角大小应小于 $1''$，此时成像便是良好的,即应满足

$$\frac{3}{16} A^2 \omega \leqslant 1''. \tag{2.39}$$

由式(2.39)可得视场(以角秒为单位)为

$$2\omega_{max} = \frac{32}{3A^2}. \tag{2.40}$$

由式(2.40)，可算出对帕拉玛山的相对口径 A 为 $\frac{1}{3.3}$ 的5米反射望远镜,其视场约为 $116''$，即近似约为 $2'$，这是一个很小的天区．

主焦点式的反射望远镜视场特别小,它适于做单颗星的分光、

测光工作。由于这种系统只经过一个反射面，由反射引起的光的损失较少，所以它还适合于做小视场的暗弱天体的照相工作。

为了扩大主焦点式反射望远镜的视场，常在主焦点前加像场改正透镜。所谓像场改正透镜是指用来改进成像质量以扩大视场的透镜系统。

三、卡塞格林系统

经典的卡塞格林系统是 1672 年由卡塞格林(G. D. Cassegrain)首先提出的。其光路图如图 2.16 所示，图中那块大的反射镜称主镜，小的反射镜称副镜，主镜为抛物面，副镜为双曲面。F_1' 既是抛物面镜 A 的焦点，又是双曲面镜 B 的一个焦点，而 F_2' 为双曲面镜 B 的另一个焦点。根据圆锥曲线的光学性质，若副镜是以 F_1'、F_2' 为两焦点的双曲面，则原来无球差地会聚到 F_1' 点的光线，经过这样的副镜反射后，将会无球差地会聚到 F_2'。

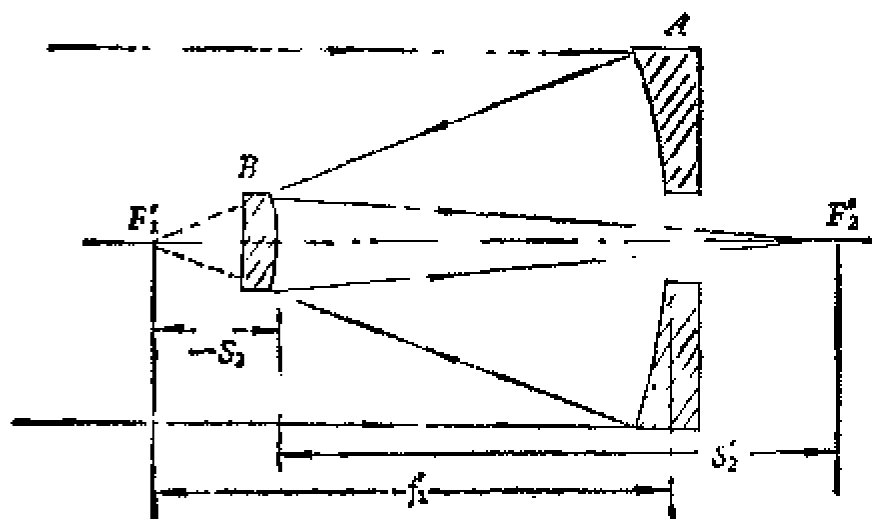


图 2.16 卡塞格林系统.

卡塞格林系统的等效焦距 f' 由下式决定：

$$f' = f_1' \frac{s_2'}{s_2}, \tag{2.41}$$

其中 f_1' 为主镜 A 的焦距，s_2 为副镜主平面离主镜焦点 F_1' 的距离，s_2' 为副镜主平面离焦点 F_2' 的距离。

对于卡镜为抛物面的经典的卡塞格林系统，其彗差的表达式和主焦点系统的抛物面镜相同．这种系统的相对口径通常为1/15—1/7．对于同样口径、同样镜筒长度的反射望远镜，由于其等效焦距变大，相对口径A变小，从式(2.40)可知，其视场因与A^2成反比而变大，例如，相对口径为主焦点系统的1/3，则视场为原来的9倍．这就是说，经典卡塞格林系统由于相对口径缩小因而在一定程度上扩大了视场．为了进一步扩大视场，除在卡塞格林焦点前加像场改正透镜外，更巧妙的是改变主镜和副镜的形状，使之完全消去彗差，如下文涉及的R-C系统正是这样．

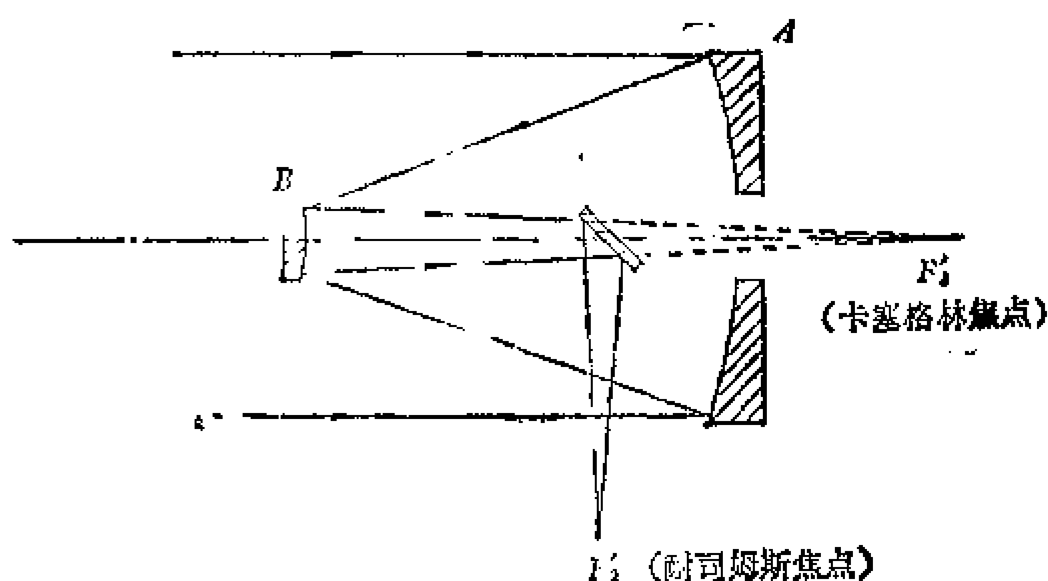


图2.17 耐司姆斯系统．

在卡塞格林系统焦点上安置终端设备，并不象主焦点系统那样存在挡光问题，因而可以安置较大的终端设备．为了在卡塞格林式望远镜上同时安装几种不同的终端设备，常在卡塞格林焦点前加上一块和光轴成45°的平面镜，使像成于镜筒侧面，这种卡塞格林系统称为耐司姆斯系统(图2.17)．在这种系统中，当平面镜绕光轴旋转时，可成像于镜筒的不同侧面，这样可以在不同的耐司姆斯焦点上放置不同的终端设备，只要改变一下平面镜的方向，就可以使其中的一种设备处于工作状态，这正是耐司姆斯系统的优点．

四、R-C 系统

R-C系统是里奇-克列基昂系统（Ritchey-Chrétien System）的简称，这种系统的望远镜最早于本世纪二十年代由克列基昂（H. Chrétien）提出设计，并于三十年代由里奇(G. W. Ritchey）制成。它的主镜十分接近于凹双曲面，副镜十分接近于凸双曲面，这种系统无色差、球差、彗差，是目前十分流行的齐明反射镜之一。这种系统的光路图与图2.16相似。由于这种系统和卡塞格林系统相近，因而常被看成是满足齐明条件的卡塞格林系统。R-C系统的像散、场曲尚未消除，由于消除了彗差，它的视场要比同样相对口径的主焦点系统和卡塞格林系统大好几倍。R-C系统的像场是一个曲面，如照相观测时，应采用一定曲率的弯曲底片，以消除场曲，这时视场还可以更大些。R-C系统的反射望远镜的镜筒可做得比等效焦距短得多。近二十年来，世界上新造的口径2米以上的反射望远镜有不少都是R-C系统，我国研制中的2.16米反射望远镜也采用R-C系统。R-C系统的缺点是，因为其主镜是双曲面，所以去掉副镜，直接在主镜焦点处工作时，是有球差的，必须在焦点前加像场改正透镜。

五、折轴系统

大型反射望远镜常设有折轴系统。将望远镜的轴做成空心的，在其中加入几块平面反光镜或转向棱镜等光学元件，使光从空心轴中射出，这种系统称为折轴系统。以英国式装置的反射望远镜为例，通常它的折轴系统如图2.18 a所示，这种系统实际上是一种加入了两块平面镜、成像在很远处的卡塞格林系统。

对于光束从赤道式装置中的极轴（对于地平式装置则为垂直轴）射出的折轴系统，当望远镜跟踪天体周日运动时，最后获得的星像位置并不移动，从而可以安放不随望远镜运动的庞大的终端设备，如折轴摄谱仪等，甚至可以建立一个配有多种终端设备的实验室，此时折轴望远镜所起的作用便是将收集到的天体的光送进

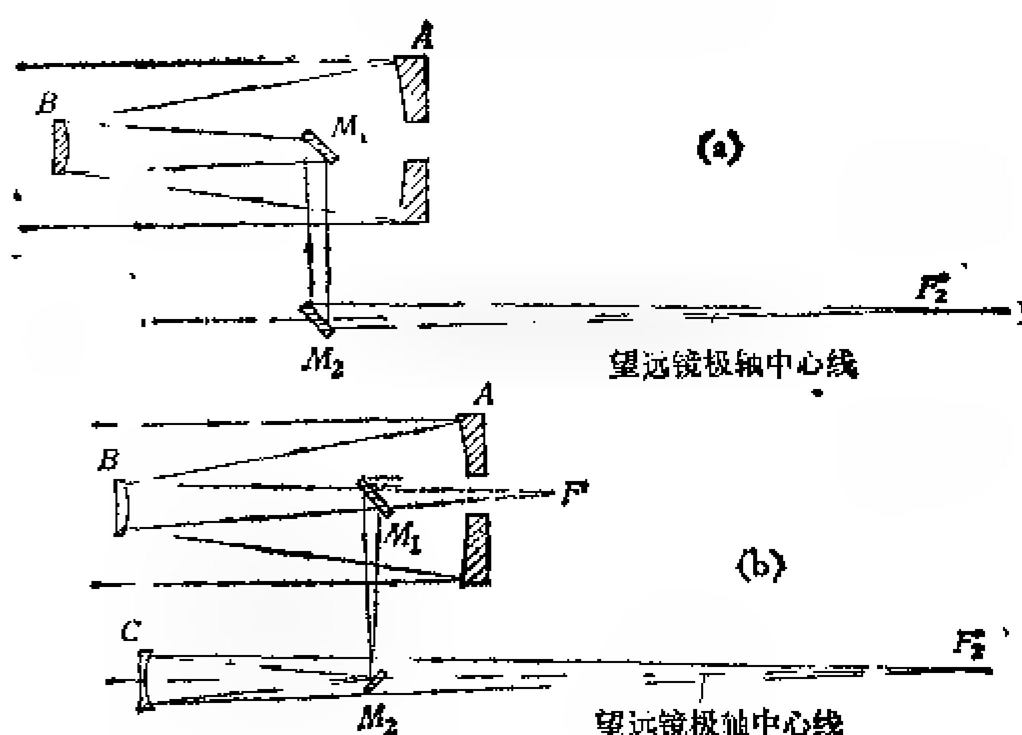


图 2.18 折轴系统

a. 英国式装置望远镜常用的折轴系统光路图;

b. 我国 2.16 米望远镜的折射系统光路图.

这个实验室. 由极轴射出的折轴系统的星像, 有绕视场中心作 24 小时一圈的转动, 故应增设相当精度的像场转动机构来补偿这种连续转动.

一架口径较大的反射望远镜一般都应有主焦点系统(或牛顿系统)、卡塞格林系统、折轴系统等数种光学系统. 当由卡塞格林系统转换成折轴系统时, 副镜 B 应换成另一种形状的双曲面. 为了省去这种更换的麻烦, 我国正在制造的 2.16 米反射望远镜中首创了一种如图 2.18 b 的折轴系统, 它只需在望远镜镜筒外增加一块椭球面的副镜 C, 就可以不必更换副镜 B 而获得折轴焦点. 当平面镜 M_1 离开光路时(如图 2.18 b 中虚线所示), 就可以获得卡塞格林焦点 F', 而当 M_1 转入光路时, 就可以和事先安置好的小平面镜 M_2(其位置位在耐司姆斯焦点附近)及凹椭球面镜 C 组合, 形成折轴系统. 进一步的研究还发现, 若 B 镜的位置稍微后退, C 镜改用凹扁球面[1], 则由此构成的折轴系统还能很好消除彗差, 获得

1) 扁球面与椭球面不同的是, 椭球面是绕椭圆长轴旋转而成的曲面, 而扁球面则是绕椭圆短轴旋转而成的曲面.

较大的优质视场。这种首创的折轴系统目前已经受到了国际上的注意。

§2.5 折反射望远镜的光学系统

采用使光线先经过透镜再由反射镜成像的物镜系统的望远镜称折反射望远镜。折反射望远镜主要有施密特望远镜和马克苏托夫望远镜两大类。在这两大类的基础上又进一步产生了贝克尔系统、马克苏托夫-卡塞格林系统、超施密特系统等类型的折反射望远镜。

一、施密特望远镜

施密特反射望远镜是1931年德国的光学家施密特(B. V. Schmidt)发明的，其主镜为球面镜。对于球面镜，在它的曲率中心放置一光栏后，平行光束的彗差和像散将等于零。图2.19 a 中，A 为球面镜，C 为曲率中心，F 为主焦点，若在曲率中心放置光栏 D，这时轴向光束成像于主焦点 F。对于斜光束，由于主光线 CO_1 通

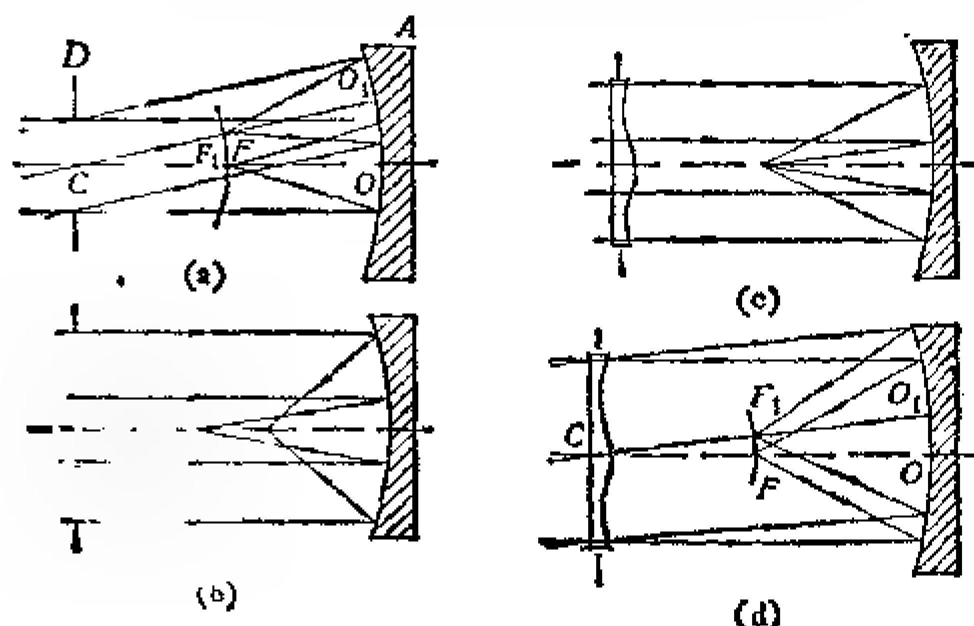


图 2.19 施密特折反射望远镜的成像

a. 消彗差、像散的原理； b. 未加校正板时存在球差； c. 加施密特校正板后消除了球差； d. 施密特折反射望远镜的光路图。

过球面镜的曲率中心,因此,整个光束的成像情况相对于主光线是完全对称的,也就是说,以任一球面半径为主光线的斜光束的成像情况与轴向光束的成像情况完全一样,因而根本没有彗差和像散.施密特望远镜就是利用了球面镜这一特性进行设计的. 另外在图2.19 a 中,显然 $CF_1 = CF$,而根据球面镜的性质得知球面反射镜的焦距为曲率半径的一半,所以这时成像面是一个曲率半径为球面镜曲率半径一半的球面.

由于球面反射镜存在球差,近轴光线和远轴光线将无法聚于一点(见图 2.19b),于是施密特在球面镜的曲率中心 C 处加了一块校正板(又称改进透镜),它的一面是平面,另一面中央稍微隆起,远离中心处则稍凹,这样中央部分将起会聚透镜的作用,而远离中心处则起发散透镜的作用,从而使近轴光线和远轴光线的会聚点彼此靠拢并重合在一起(见图 2.19c). 最后得到施密特折反射系统的光路图,如图 2.19 d 所示. 由于施密特校正板与一光焦度为零的平面平行板的差别很小(图中只是为了说明原理起见才画得较为明显),因此由它带来的色差等其它像差是可以忽略的.

折反射望远镜的可用视场较大,为了使视场边缘的星像没有渐晕或渐晕较小,反射镜的口径做得较大. 对于施密特望远镜而言,反射镜一般为改正板口径的 1.5 倍左右. 施密特系统的口径常表示成分数形式,分子是校正板口径,分母是球面反射镜口径.世界上最大的施密特望远镜在德国史瓦西天文台,其口径为1,340/2,000 毫米,其次为美国帕拉玛山天文台的施密特望远镜,其口径为 1,220/1,830 毫米. 我国北京天文台也有一台施密特望远镜,其口径为 600/900 毫米.

施密特望远镜的相对口径很大,可达到 1;在口径、相对口径相同的条件下,施密特望远镜比其它望远镜(除超施密特望远镜外)有更大的成像清晰的视场;由于校正板的厚度比折射物镜薄得多,因此光能的损失较少,口径也可以做得比最大的折射镜更大.施密特望远镜也有一些缺点,如:校正板形状特殊,较难加工;焦面是弯曲的,又位于光路中间,增加视场还会引起挡光增加;镜筒

长度比具有相同焦距的反射望远镜长。

二、马克苏托夫望远镜

马克苏托夫折反射望远镜是本世纪四十年代初苏联光学家马克苏托夫（Д. Д. Максутов）发明的。和施密特望远镜相类似的是，它也是在一个凹球面反射镜前加一块改正球差的透镜组成。但不同的是在马克苏托夫望远镜中作为改正透镜的是一块光焦度接近于零的弯月形透镜（见图 2.20）。适当选择透镜两面的曲率和厚度，可以使弯月形透镜产生足以补偿凹面镜的球差，同时又满足消色差条件。而当弯月形透镜放在主镜焦点附近的某一位置时还可以消去彗差。马克苏托夫望远镜的像散是很小的，但场曲比较大，在照相观测时必需采用和焦面相符合的曲面底片。

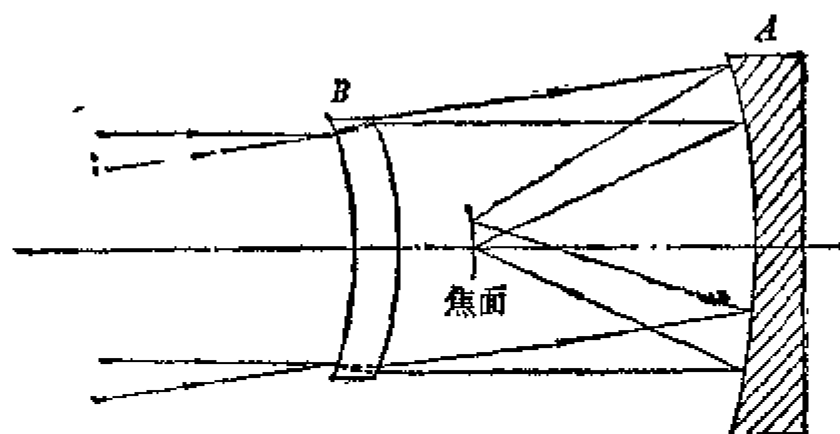


图 2.20　马克苏托夫望远镜的光路图。

马克苏托夫望远镜和施密特望远镜相比各有优缺点。马克苏托夫望远镜的优点是：其光学系统的所有表面均系球面，制造比较容易；由于改正透镜不必象施密特系统那样要放在球面曲率半径处，而是放在主镜的焦点附近，因此在同样口径、相对口径的条件下，镜筒要比施密特望远镜的短。马克苏托夫望远镜的缺点是：和相同口径、相对口径的施密特望远镜相比，视场稍小，成像质量略差；因弯月形透镜的厚度需大到口径的十分之一左右，故光线透过它时损失较大，从而限制了口径的增大，因此目前无法制成口径可和施密特望远镜相匹敌的马克苏托夫望远镜。苏联阿巴斯土马

尼天文台的一架马克苏托夫望远镜是当前世界上口径最大的，其口径为700/980毫米，也就是说其弯月形透镜的口径为700毫米，主镜的直径为980毫米。这比世界上最大的施密特望远镜小得多。

三、贝克尔系统和马克苏托夫-卡塞格林系统

不论是施密特望远镜还是马克苏托夫望远镜，场曲都没有消除，其成像面都是一个球面。此外，由于成像面在镜筒中，对于有的观测工作很不方便。1940年，贝克尔提出在施密特望远镜中加一凸球面反射镜，将成像面移到镜筒外，并改正了场曲，使成像面变成平面(图2.21a)，这种系统称为贝克尔系统。贝克尔系统的相对口径可达1/4，视场约8°左右。对于马克苏托夫望远镜也可以进行类似的变革，如图2.21 b所示。图中C镜可以是弯月形透镜B的第二面的中央镀铝部分，也可以另加一块和B镜曲率半径和形状不一样的反射镜。这种系统称为马克苏托夫-卡塞格林系统，也常称为弯月形卡塞格林系统。

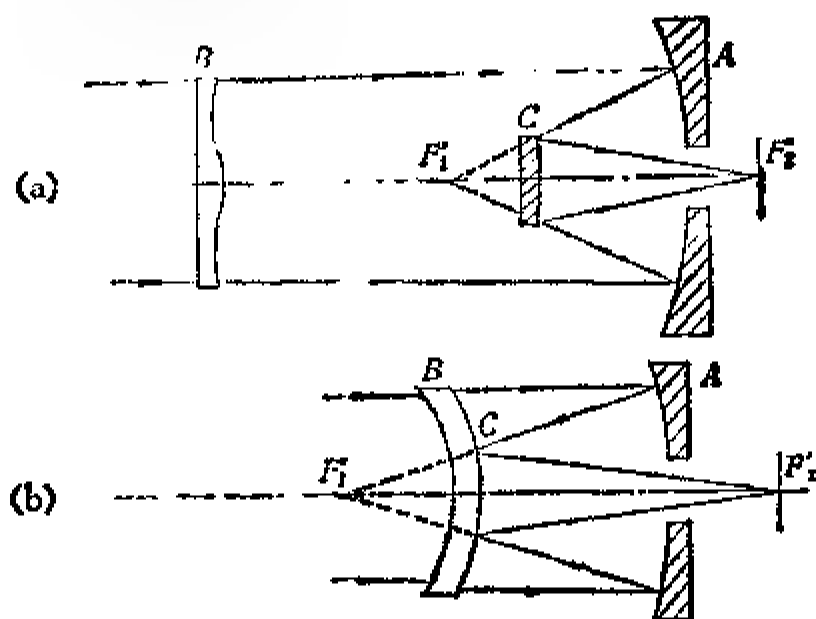


图2.21 a. 贝克尔系统； b. 马克苏托夫-卡塞格林系统.

四、超施密特望远镜

在天体照相观测中，若观测对象是快速运动的天体，如流星、

人造卫星等，露光时间只能限制在很短时间内，这就要求望远镜的相对口径增到很大．此外对流星、人造卫星等的观测工作，需要有更大的视场．为此目的产生了一种由施密特校正板与马克苏托夫改正透镜相结合的折反射系统，称超施密特系统．由这种系统构成的望远镜称超施密特望远镜．1947 年，怀普尔设计的超施密特望远镜，其相对口径为 3/2，视场达 55°，其光路如图 2.22． 图中主镜 A 为球面镜，B_1，B_2 为两块对称的同心弯月形透镜，D 为一由冕牌玻璃和火石玻璃胶合而成的消色差校正板，该校正板的胶合面和至少其中一块的外表面是特殊形状的曲面，其作用与施密特校正板相类似．该光学系统中，所有球面的曲率中心都在 C 点，其焦面 F' 为一球面．

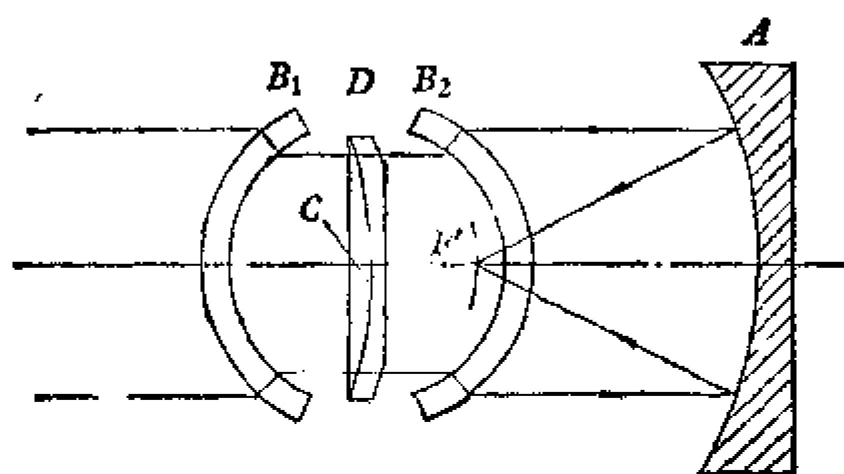


图 2.22 超施密特望远镜的光路图．

§2.6 各类望远镜的特性和用途

对于天体物理方面的工作而言，反射望远镜已成为取得光学波段天文观测资料的基本仪器，这是因为反射望远镜有以下折射望远镜所无可比拟的优点：

1．完全没有色差．

2 对反射望远镜而言，近紫外光和近红外光的损失都很小．因为在 2,000—9,000 埃波段范围铝面的反射率都为 80%—90%（见

图 2.23)．但对折射望远镜而言，因构成物镜的光学玻璃(除熔石英外）一般都不能透过近紫外光，对近红外光的透过率也很低，所以无法用折射望远镜对天体的近紫外波段和近红外波段进行观测．

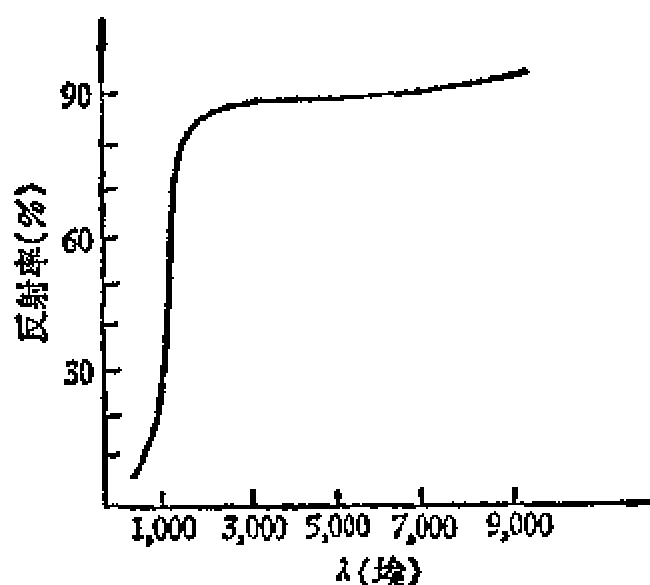


图 2.23 镀铝表面在不同波长处的反射率．

3. 反射望远镜的口径可以做得很大，而折射望远镜由于透镜的吸光和自重变形均随口径的增大而迅速增加，口径无法做得很大．于是反射望远镜能达到比折射望远镜大得多的贯穿本领．如世界上口径最大的 6 米反射望远镜的目视极限星等可达 21^m，而世界上最大口径的 1.02 米折射望远镜的目视极限星等只有 17^m 左右．

4 反射望远镜的相对口径较大，如主焦点式的反射望远镜相对口径约为 1/5—1/2.5．但折射望远镜的相对口径则较小，如双透镜物镜的折射望远镜的相对口径约 1/15 左右，而三透镜物镜的折射望远镜的相对口径也不会超过 1/5．

5. 一架较大口径的反射望远镜往往可以兼有主焦点系统(或牛顿系统)、卡塞格林系统、折轴系统等数种光学系统，有的甚至在加改正透镜后可变成折反射望远镜．这样，同一架望远镜就具有几种不同的相对口径和视场，以便根据不同的观测项目进行选择．而折射望远镜是难于做到的．

6. 同样口径的反射望远镜的镜筒往往比折射望远镜的短得多，这不仅是因为反射望远镜的相对口径一般比折射望远镜的大，因而焦距较短，而且对于卡塞格林系统等的反射望远镜，其镜筒往往还可以比等效焦距短好几倍．较短的镜筒对大型反射望远镜的机械装置以及圆顶的制造都比较方便，也较省钱．

由于以上特点，反射望远镜很适合于做天体物理方面的工作，

如天体光度测量,天体分光观测等. 对于兼有主焦、卡焦、折轴等多种焦点的反射望远镜而言, 必须根据观测课题和所用的辐射探测器的要求,选用恰当的焦点进行观测. 例如,对较亮的恒星或其它天体做高色散的分光工作, 则可在折轴焦点处用折轴摄谱仪进行;若开展中等色散的恒星分光工作和多色光电测光工作,则可在卡塞格林焦点处进行; 若要对小块视场中的暗弱天体进行直接照相,则可在主焦点处进行.

与反射望远镜相比较,折射望远镜也有如下一些优点:

1. 折射望远镜的工作视场较大, 在像质标准要求较低的情况下, 双透镜物镜的折射望远镜视场可达 2°, 三透镜物镜的折射望远镜视场可达 5°, 四透镜物镜的折射望远镜视场可达 10°. 而反射望远镜的工作视场则较小, 未经消彗差的反射望远镜的视场一般只有几角分,对于 R-C 系统等齐明反射镜, 其视场一般也只有几十角分.

2. 通常情况下,同样口径的折射望远镜的相对口径较小,即焦距较长,因而其底片比例尺较小.

3. 在进行照相观测时, 同样口径的折射望远镜因其相对口径较小,故从式(2.18)可看出其分辨本领较反射望远镜的高.

4. 从瑞利指出的波像差不得超过 $\lambda/4$ 的判据出发, 可以得出折射望远镜镜面的形状应准确到 $\lambda/2$ 左右, 而反射望远镜镜面的形状应准确到 $\lambda/8$. 这表明, 在磨制反射望远镜镜面时应有更高的精度. 同时,在加工精度相同的情况下,折射望远镜给出的星像比反射望远镜的好.

5. 折射望远镜受温度变化和镜筒弯曲的影响较小, 星像较稳定, 而反射望远镜受温度变化和镜筒弯曲的影响大。星像稳定性相对来说要差些.

6. 折射望远镜的仪器散射光比反射望远镜的小.

以上特点表明, 折射望远镜星像明锐稳定, 星像间的距离较大,星像良好的范围大,这使它非常适合于做天体测量方面的工作和恒星天文的某些工作(如测定恒星的自行和视差等), 也比较适

合于进行目视观测。

至于折反射望远镜，由于它有很大的视场和相对口径，所以它在天体物理的某些领域中非常有用。特别是适用于做大面积的巡天工作，同时适于观测有视面天体和快速运动的天体，如弥漫星云、河外星云、彗星、流星以及人造卫星等。

§2.7 望远镜光学质量的检验

在得到一架望远镜后，是否满足研究课题的精度要求，必须对它的光学质量进行定量的测定。

望远镜光学质量的测试方法甚多，本节仅就常用的刀口检验法、哈特曼光栏法、交点图法、光学传递函数法作简单的介绍。

一、刀口检验法

刀口检验法最适用于加工过程中的检验，因为它能明确地指示出镜面缺陷的位置。当然也可用来检验一个已加工好的镜面（或光学系统）。在有利的条件下，刀口检验法判别的波面精度能达到 $\lambda/50$ 左右。以单块反射镜为例，刀口检验法是指在镜面曲率中心处安放一个点光源，然后在镜面所成的该光源像的位置前后用一刀口切割光束，检验者将眼睛紧紧靠在刀口后面，观看刀口在切割光束过程中镜面亮度的变化情况。以理想的球面反射镜为

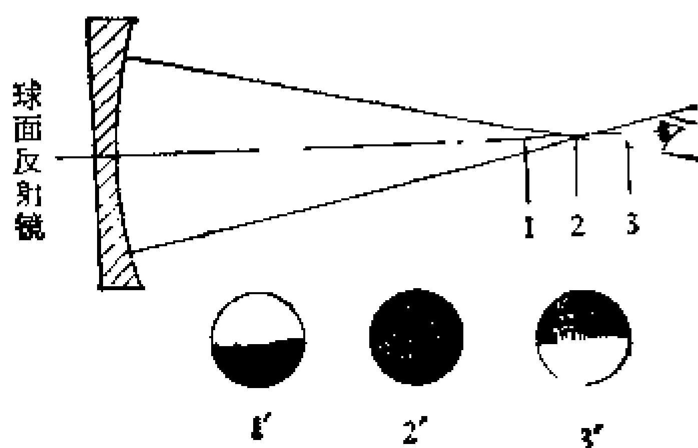


图 2.24 对球面反射镜的刀口检验。

例,若用刀口在像点位置切割光束时,可以看到一个明亮而均匀的镜面突然变暗(如图 2.24 中 2 所示),而当刀口在像点前后切割光束时,镜面不同部分则随刀口的移动依次变暗(如图 2.24 中 1′ 与 3′ 所示);反之,如果镜面加工质量较差,存在某种缺陷,则在刀口切割过程中,将会看到镜面上出现明暗相间的图像,检验者便以此来判断镜面质量,估计镜面缺陷所在,以进行修改.

二、哈特曼光栏法

平行光束经过实际光学系统后,在焦平面上并不会聚于一点,也就是说,经过物镜不同点的平行光将交于光轴的不同位置上.定义一个哈特曼技术常数 T:

$$T = \frac{2\times 10^5}{f^2}\cdot\frac{\sum_{i=1}^{n} y_i^2\cdot|\Delta F_i|}{\sum_{i=1}^{n} y_i} \tag{2.42}$$

式中 f 为物镜的焦距,y_i 为通过镜面第 i 个点到镜心的距离,ΔF_i 由下式表示:

$$\Delta F_i = F_i - \bar{F}, \tag{2.43}$$

其中 F_i 为通过镜面第 i 个点的光束与光轴交点的焦距,$\bar{F}$ 为各点的平均焦距,由式(2.42)表示的哈特曼技术常数 T 常用来定量描述望远镜的光学质量,它的意义是:以角秒表示的像的平均半径,显然,对理想光学系统,因为 $\Delta F_i = 0$,所以 $T = 0$,优秀的望远镜系统 T 值应小于 0.2,最好小于 0.1.

实际测量是这样进行的,取一块与望远镜物镜口径一样大小的薄钢板,以其中心为圆心以不同的 y 值为半径划出若干同心圆,然后在各同心圆上下对称位置处钻上大小相同的圆孔,这就是哈特曼光栏(图 2.25).将哈特曼光栏放在物镜前面,并注意光栏中心与镜心重合,选择天顶附近的恒星(恒星发出的光被认为是平行光),在大气宁静度较好的情况下在同一张底片上进行焦前、焦后照相,这样便在底片上得到和哈特曼光栏相似的光栏缩小像.将

已取得的焦前、焦后底片放到坐标量度仪或阿贝比长仪上进行测量，求得各环带上对称光栏中心的各小孔对的像的距离，由已知焦前、焦后底片的位置便很容易求得各小孔对的焦距 F_i. 对全部孔对所得之焦距值求平均便得 $\bar{F}$，于是可求出 $\Delta F_i = F_i - \bar{F}$. 各环带之 y_i 由光栏决定，f 为已知，利用式(2.42)便可得到哈特曼技术常数.

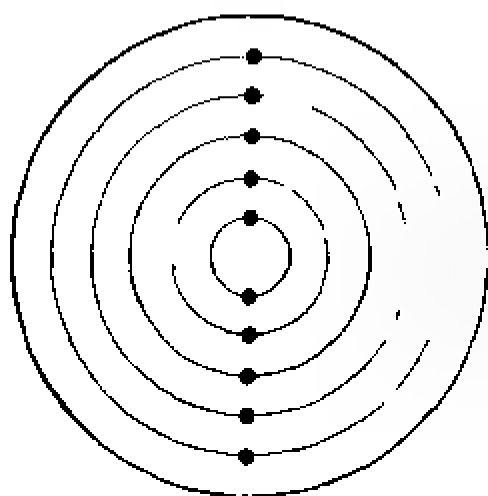


图 2.25　哈特曼光栏.

按照§2.2中所述各种像差公式，利用哈特曼光栏法也可求出各种像差的大小. 下面仅以球差为例作一简单介绍.

由于球差的存在，一个点光源在高斯平面上所成的像为半径 ρ 的弥散圆，ρ 称横向球差，其大小由式(2.22)决定. 利用哈特曼光栏方法很容易求得最外环带上各小孔处物镜的平均焦距 $\bar{F}_{y_{max}}$，并可求得最近光轴环带上各小孔处物镜的平均焦距 $\bar{F}_{y_{min}}$，于是两者之差便是最大轴向球差 $\delta S'_{y_{max}}$，即

$$\delta S'_{max} = \bar{F}_{y_{max}} - \bar{F}_{y_{min}}.$$

将上式中 $\delta S'_{max}$ 代入式(2.22)，于是横向球差 ρ 便可求得.

三、交点图法

哈特曼光栏法能够定量地给出反映光学系统好坏的标准——哈特曼技术常数 T，这是它优于刀口检验法之处. 但是，哈特曼光栏法却采用了一个很不合理的假设，即平行于光轴且对称于光轴的光线，经物镜后交于光轴上一点. 实际上，由于镜面加工的缺陷和像差的存在，大多数情况下上述假设并不成立. 另外，哈特曼检验方法也只适用于旋转对称[1]或很接近旋转对称的镜面，这点在实

---

1) 认为镜面形状只同离镜面中心的距离有关，而同镜心向外的方位无关

际工作中往往也难于满足. 1960 年倍克 (Beck) 提出了一个新的光栏检验法——交点图法. 它排除了哈特曼光栏法的假设，并最终给出望远镜的星像光强分布.

取一块和物镜口径相同大小的薄钢板，将它划分成大小相同的面元，在每个面元上开一个大小相同的孔，这就是倍克改进了的光栏(见图 2.26). 然后，将此光栏安装在物镜前面，并对准天顶附近的恒星照相，这时通过每个小孔都形成一个针形光束，它们均与底片相交而留下一个点像，于是全部小孔的针形光束与底片相交便构成了一张交点图. 底片越靠近焦点，则交点越密集，甚至于根本无法分开. 因小孔在光栏上是均匀排列的，每个小孔大小相同，故每个针形光束代表着镜面上一定大小面元所收集的光线，于是焦面上交点图中点子的分布可以看成是望远镜所成星像中的能量分布.

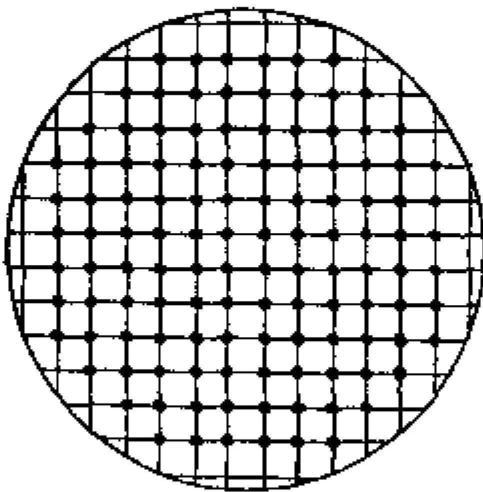


图 2.26 交点图法所采用的光栏.

直接获得焦面处的交点图往往无法实现. 为了解决这个问题我们仍在焦前、焦后恰当距离处两处照相，分别获得焦前和焦后某确定位置的交点图. 将所得焦前和焦后的两张交点图放到坐标量度仪上测出各交点的直角坐标 (x_{1i}, y_{1i}) 和 (x_{2i}, y_{2i})，直角坐标的原点取在交点图的重心上，焦前、焦后两张图的坐标轴平行. 设 d 为焦前底片和焦后底片之间的距离，ε 为任一底片 P 与焦前底片之间的距离. 由图 2.27 不难看出，第 i 条针形光束与 P 的交点坐标 (x_i, y_i) 应满足条件

$$\frac{x_i - x_{1i}}{x_{2i} - x_{1i}} = \frac{\varepsilon}{d}, \tag{2.44a}$$

类似地，有

$$\frac{y_i - y_{1i}}{y_{2i} - y_{1i}} = \frac{\varepsilon}{d}. \tag{2.44b}$$



图 2.27 焦前、焦后和底片 P 处三者交点坐标间的关系.

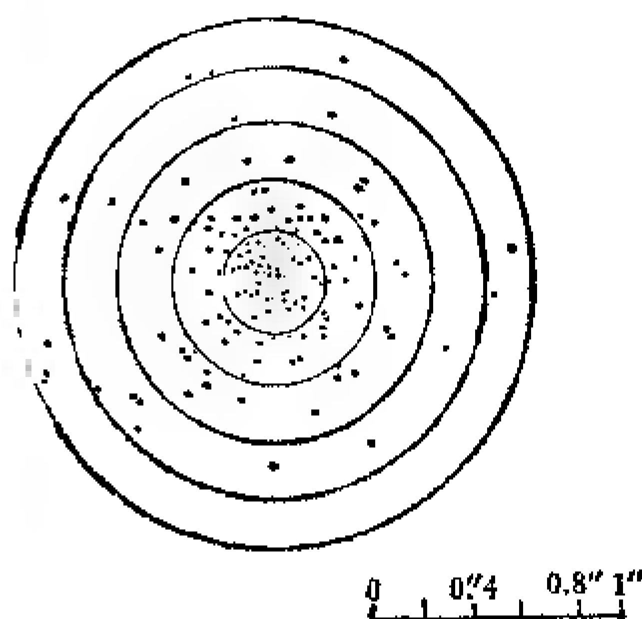


图 2.28 焦点位置处的交点图.

由式(2.44a)和(2.44b)可得

$$x_i = \frac{\varepsilon}{d}(x_{2i} - x_{1i}) + x_{1i},$$

$$y_i = \frac{\varepsilon}{d}(y_{2i} - y_{1i}) + y_{1i}. \tag{2.45}$$

定义 $\sum_{i=1}^{n}(x_i^2 + y_i^2)$ 极小值的位置为最佳焦点，由 $\sum_{i=1}^{n}(x_i^2 + y_i^2)$ 对 ε 的一阶微商为零，不难求得最佳焦点处的 ε_0 应满足条件

$$\varepsilon_0 = \frac{\beta}{2\alpha}, \tag{2.46}$$

其中

$$\alpha = \frac{1}{d^2}\sum_{i=1}^{n}[(x_{2i} - x_{1i})^2 + (y_{2i} - y_{1i})^2], \tag{2.47a}$$

$$\beta = -\frac{2}{d}\sum_{i=1}^{n}[x_{1i}(x_{2i} - x_{1i}) + y_{1i}(y_{2i} - y_{1i})]. \tag{2.47b}$$

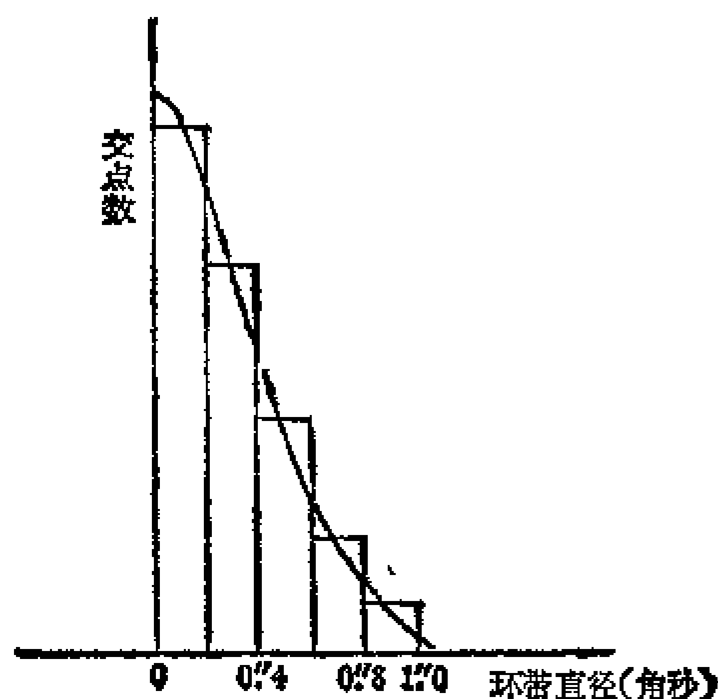


图 2.29 星像能量分布.

将 ε_0 代入式 (2.45)，便可算出每一个针形光束在焦点处的交点坐标，从而可以绘出最佳焦点处的交点图.

得到焦点处的交点图后，通常以交点图的重心为中心等间距的作出若干个同心圆，数出中心圆和各同心圆之间环带内的交点数，可得到星像的能量分布（见图 2.28 及 2.29）.

哈特曼光栏法以及交点图法适用于以光能集中为要求的光学系统，因此特别适用于大望远镜系统，它是大望远镜加工完后一种主要的检验光学质量的方法. 对于大望远镜的卡塞格林焦点，一般认为下述指标是优秀的： 50 %的能量集中在 0.″3 内，80% 在 0.″6 内，100% 在 1″ 内.

四、光学传递函数法

光学传递函数法适用于以分辨为要求的光学系统，因此特别适用于照相机、电视摄影机的光学系统及一部分以分辨为主要要求的天文望远镜. 这种方法是傅里叶变换的一个应用. 早在 1946 年，法国的杜斐（P. M. Duffieux）首先探讨了傅里叶变换在光学中的应用，两年后美国的谢德（O. Schade）首次应用光学传递函数的观点来评价电视摄像系统的成像质量，此后，光学传递函数

在光学中得到越来越广泛的应用.

若点光源通过光学系统在像面上成像,由于衍射、像差以及其它缺陷,像点必然扩大为弥散斑.该弥散斑的光能分布函数称为扩散函数,记为 $S(x,y)$. 扩散函数反映了光学系统造成光能扩散的各种因素的综合效果,其函数形状完全由光学系统的特性唯一决定,所以我们可用这个函数来定量评价光学系统的成像质量.通常,函数 $S(x,y)$ 亦称点扩散函数,若仅考虑一维的情况,则函数 $S(x,y)$ 可记为 $S(x)$,为简单起见,下面仅以一维的情况来进行讨论.

扩散函数的傅里叶变换定义为光学系统的光学传递函数,亦称为OTF (Optical transfev function). 若扩散函数用 $S(x)$ 表示,光学传递函数用 $\tilde{S}(\nu)$ 表示,则有

$$\tilde{S}(\nu)=\int_{-\infty}^{\infty}S(x)e^{-2\pi i\nu x}dx, \qquad (2.48)$$

式中 ν 称为傅里叶空间频率. 显然, $S(x)$ 确定后, $\tilde{S}(\nu)$ 就唯一确定下来,反之亦然. 只是 $S(x)$ 是从"广义时域"(即空间域)的角度来讨论系统的性能,而 $\tilde{S}(\nu)$ 是从"广义频域"的角度来讨论.由于在实际工作中,从频域角度来处理有不少有利和方便之处,所以往往用光学传递函数来评价光学系统的质量.

对线性不变系统,光学传递函数有一些重要的性质.下面我们先来阐明什么是线性不变系统.

若光强分布为 $f(x)$ 的发光体,经光学系统后在像面上的光强分布为 $g(x)$,通常用符号 L 来表示它们之间的变换关系,即

$$L[f(x)]=g(x). \qquad (2.49)$$

对光强分布为 $f_1(x)$ 和 $f_2(x)$ 的两发光体,若它经过光学系统后在像面上的强度分布为 $g_1(x)$, $g_2(x)$,则当条件

$$L[a_1f_1(x)+a_2f_2(x)]=a_1g_1(x)+a_2g_2(x) \qquad (2.50)$$

满足时,此光学系统称为线性系统.式(2.50)中的 a_1, a_2 为两常数.此式表明,线性系统是成像面上任一点的强度都可以应用叠加原理的光学系统,在非相干光束的条件下,一般的光学系统往往

都具有此种性质.

若式 (2.49) 满足,且在 x 所取值的一定范围内恒有

$$L[f(x-x_0)]=g(x-x_0), \tag{2.51}$$

则称此光学系统具有参量不变性, 在光学中通常亦称为满足"等晕"条件. 它的物理含义是,像面上各点具有相同的扩散函数, 即无论物面上那一点, 它在像面上都产生同样的弥散斑. 对于轴外像差大的光学系统,在其视场的不同区域有不同的像差,并不满足等晕条件. 然而,通常这种变化是缓慢的,因此总可以在像面上划出若干小范围, 在每个范围内弥散斑的形状相同. 每个这样的区域称"等晕区",对于每个等晕区,条件 (2.51) 满足.

满足线性和参量不变性的光学系统称为线性不变系统.

对于点光源的能量分布, 通常可用 δ 函数[1] 表示, $\delta(x-x_0)$ 表示在 $x=x_0$ 处的点光源. 而对于光强分布为 $f(x)$ 的发光体,則总可以把它分解为一系列点光源之和. 于是,根据 δ 函数的性质, 有

$$f(x_0)=\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x-x_0)\,dx. \tag{2.52}$$

若光源的光强分布为 $f(x)$,像的光强分布为 $g(x)$,则

$$g(x)=L[f(x)]=L\left[\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi)\delta(x-\xi)d\xi\right], \tag{2.53}$$

当光学系统满足线性不变系统条件时, 式 (2.53) 可作变换:

$$g(x)=\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi)\cdot L[\delta(x-\xi)]d\xi, \tag{2.54}$$

因在 $(x-\xi)$ 处的点光源可用 $\delta(x-\xi)$ 表示,而点光源的像便是扩散函数 $S(x-\xi)$,故有

$$L[\delta(x-\xi)]=S(x-\xi), \tag{2.55}$$

将式 (2.55) 代入 (2.54),则有

$$g(x)=\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi)S(x-\xi)d\xi, \tag{2.56}$$

1) 关于 δ 函数的定义可参阅本章参考书目 [10] 第 135-138 页.

式(2.56)是一个卷积公式，亦可记为

$$g(x) = f(x) * S(x), \tag{2.57}$$

这就是说，像面上的光强分布 $g(x)$ 是光源 $f(x)$ 与该光学系统的扩散函数 $S(x)$ 的卷积.

根据卷积定理，若 $f(x)$, $g(x)$, $S(x)$ 的傅里叶变换分别为 $\tilde{f}(\nu)$, $\tilde{g}(\nu)$, $\tilde{S}(\nu)$, 则有

$$\tilde{g}(\nu) = \tilde{f}(\nu) \cdot \tilde{S}(\nu), \tag{2.58}$$

这就是说，像的频谱是光源频谱与光学传递函数的代数积.

通常，光学传递函数 $\tilde{S}(\nu)$ 具有如下形式：

$$\tilde{S}(\nu) = T(\nu)e^{-i\theta(\nu)}, \tag{2.59}$$

式中 $T(\nu)$ 为光学传递函数的模，亦称调制传递函数，常用外文缩写 MTF (modulation transfer function) 表示；$\theta(\nu)$ 为光学传递函数的相角，亦称相位传递函数，常用外文缩写 PTF (Phase transfer function) 表示。 MTF 和 PTF 都是傅里叶空间频率 ν 的函数。

下面仅研究一下 MTF 的意义. 由式(2.58)，有

$$\frac{|\tilde{g}(\nu)|}{|\tilde{f}(\nu)|} = T(\nu).$$

这就使我们看到了 MTF 的意义，它表示了像和原光强的理想像的频谱变化，如对一特定的空间频率 ν, $T(\nu) = 1$, 则像在该频率处对比度不变；若 $T(\nu)=0.5$, 则对比度下降到一半；若 $T(\nu)=0$, 则对比度为零(光学系统不能分辨该频率). 因此，传递函数用来评价以分辨为要求的光学系统是非常适合的.

怎样获得光学系统的光学传递函数呢？方法之一是使光源通过一无限窄的光学狭缝，然后测量光学系统所成的狭缝像沿与狭缝垂直的 x 方向上的光强分布，这样便获得了扩散函数 $S(x)$. 根据式(2.48)，可知 $S(x)$ 的傅里叶变换便是光学传递函数 $\tilde{S}(\nu)$. 当 $S(x)$ 测得后，可用电子计算机完成这一变换.

§2.8 天文光学望远镜的新进展

一、近代天文研究对望远镜的新要求

为了提高望远镜的贯穿本领和分辨本领，一般可通过两种途径：一是增加望远镜的口径；二是提高探测器的灵敏度和分辨力．目前世界上口径大于2米的望远镜已有近30台． 在美国的5米望远镜建成以来的30多年中，2—4米的望远镜增加了很多，但口径更大的望远镜却只有苏联于1974年建成的6米反射望远镜，且性能又不甚理想．有人认为，口径为5—6米的望远镜已经达到极限，所以就致力于发展各种高灵敏度和高分辨力的辐射探测器，以此来提高望远镜的贯穿本领和分辨本领．

近几年来，高量子效率的探测器正愈来愈多地应用于天文观测，各种附属仪器日臻完善，电子计算机的应用日益广泛．这些都为提高望远镜的贯穿本领和分辨本领作出了重要的贡献．然而，当前天文学的许多前沿课题，如类星体的光学证认及光谱分析、遥远星系的红移、脉冲星、恒星的行星系统及对河外星系中单颗恒星的研究等，它们对贯穿本领和分辨本领提出的高要求，决不是只借助于发展高灵敏度和高分辨力的辐射探测器所能解决的，而必须依赖于研制口径比5—6米望远镜大得多的望远镜．再者，原先大望远镜的高分辨本领通常因大气对星光的干扰（使星像扩大到1′—2″）而不能发挥，但近年来由于星像复原技术的发展，地面天文观测正在克服大气的不良影响，使观测结果的分辨率接近或达到望远镜本身的分辨极限．这样，只要能制造出口径比5—6米望远镜更大的望远镜，就能获得现有望远镜无法达到的高分辨本领．

二、实现下一代望远镜的设计思想

通过统计分析发现，一架单镜面的反射望远镜的投资与其口径的2—2.65次方成正比，建造周期则与口径成正比．于是，如需制造一台口径25米的单镜面望远镜，就需耗费约半个世纪的岁月

以及数十亿美元的巨款．怎样才能又快又省钱地制造出比5—6米的口径还大得多的望远镜呢？关键在于彻底改变设计思想．能否先做许多块数米的反光镜，然后把它们组合起来成为一架大的呢？这正是所谓“下一代望远镜”的基本思想．1971年美国开始研制的第一台多镜筒望远镜（简称MMT）正是这一思想的具体实践．这台望远镜主要作天体红外观测，它安装在霍普金斯山，1979年投入观测．MMT由6个各为1.8米的同样口径的卡塞格林望远镜组成．6个望远镜绕中心轴排成六角形，6束会聚光各经一块平面镜射向一个六面光束合成器，后者把6束光聚在一个公共焦点上．组合后的口径相当于4.5米．图2.30中画出了6个卡塞格林望远镜中的2个，左边表示了星光经过一个望远镜至合成焦点的光路，右边则显示了校准光路（实际上每个镜筒都有星光及校准光两种光路）．中心光轴上具有口径为760毫米的卡塞格林望远镜，它除用于导星外，主要用来发出检测6个镜筒的光学系统的

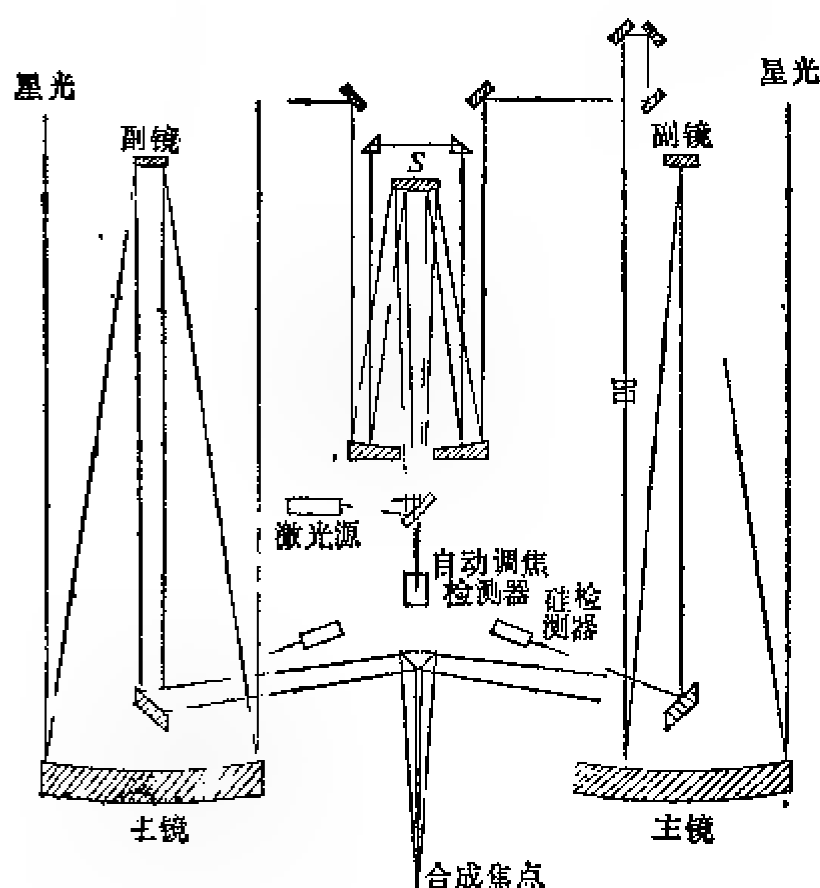


图2.30 第一台多镜筒望远镜的光路图。

激光。自动调焦检测器使副镜 S 调到正确位置，以使激光源发出的光经导星镜射出后是严格的平行光。每个镜筒内的副镜可受控而作微小的转动和伸缩，以校正被激光及其硅检测器检出的失调量。这种能随时对光束进行校正的光学技术称为“主动光学”或“自适应光学”。6个镜筒的星像既可以互相重合，也可以沿摄谱仪狭缝排成一行以提高星光利用率。这种多镜筒望远镜的主要优点是：可以合成大口径；镜筒很短，因而望远镜的装架及观测室的尺寸小，从而造价降至传统的赤道式的1/3。主要缺点是：可用视场小；光束需经多次反射，因而光能损失较多；不易保持各光束的相干性；目前达到的成像质量尚不够好。

三、下一代望远镜的特点

为了缩短建造时间及降低投资，同时又能达到预定的性能要求，下一代望远镜应具有下列特点：

1. 大相对口径。传统的反射望远镜的相对口径为1/3左右，即物镜焦距约为其口径的3倍，因而镜筒较长。下一代望远镜的相对口径约为1/2—1，即主镜焦距将短到等于口径或在2倍口径之内。镜筒短可使整架望远镜以及圆顶室的尺寸都相应减小，因而大大降低研制成本。

美国怀俄明大学已成功地磨制出了直径2.3米而相对口径为1/2的镜面。从光学冷加工的角度来看，今后较短时期内研磨出相对口径为1/1.75—1/1.5的大型反光镜是完全可能的。

2. 薄镜面。如果采用薄主镜，由于它的重量大大减轻，那么就可以相应地减轻支承主镜的镜框、镜筒和装架的重量，并减轻望远镜轴承的负荷，从而可简化机械设施和大大减少经费，但采用薄主镜必须妥善解决镜面背后的支承均匀问题。美国得克萨斯大学拟制造的7.6米望远镜的方案之一是采用一块整体的7.6米镜面，它的厚度不到15厘米。要加工和支承这样的薄镜面来达到光学高精度需要研究出一整套新的技术，特别是镜面背后的支承系统需要能在温度和重力方向的变化下，十分妥善地托住镜面各单元的

重量，不使镜面发生微小的形变.

3 用多镜面、多镜筒或多台望远镜的阵列来增大有效口径．多镜面方案就是由多块小的子镜面直接拼成一个大镜面．当大镜面采用球面时，作为大镜面的一部分的子镜也是球面的一部分，因而易于加工．当大镜面采用非球面时，有些子镜就是很难加工的偏轴非球面了．美国加利福尼亚大学计划中的10米望远镜的抛物面主镜将由36块六角形子镜拼成．该大学初步试验的加工偏轴抛物面子镜的方法是：对所需的非球面镜坯（它与球面相差并不大）加上适当的外力组及力距组，使之被迫变形成球面镜坯．该镜坯被精确加工成球面后，去掉外力，镜面就会弹回成所需要的非球面．

至于多镜筒望远镜，前文已有所述．

望远镜阵可以由多台独立的望远镜组成．各望远镜收集到的星光可以通过平面镜等反射到一个共同的焦点而叠加．也可以将各望远镜焦面上接收到的星像的电信号都送到一台计算机上去叠加．多镜筒和望远镜阵都有一个缺点，就是难以使各单元来的光达到相位上的一致．

4. 采用斑点干涉测量、主动光学等技术来实现天文像的复原．斑点干涉测量（speckle interfermetry）是近几年来为消除大气湍动的干扰，再现不受大气影响的星像的一种重要方法，它可以使望远镜分辨本领接近其衍射极限的理论分辨本领．若在短于0.02秒的时间内用像增强器来拍摄星像，由于大气在这样短的时间里是相对稳定的，则可获得由许多被称为“斑点”（speckle）的细节所构成的复杂图像．这种斑点是入射波前上同位相区域的光线干涉的结果，在这种斑点干涉图的瞬时天体像中，包含着接近衍射极限的高分辨信息，用电子计算机对它进行“傅里叶变换”的处理，便可以将这些信息提取出来，以再现天体的像，这就是斑点干涉测量的原理．

斑点干涉测量是一种被动方法，另一种是应用所谓主动光学或自适应光学的像复原技术．它是设法在光线进入探测器之前，

采用一种检测装置来迅速检测出主镜光线的波前畸变，并在光路中引进相反的波前畸变．如用压电材料做小平面镜阵来代替一块反射镜，每块小平面镜可以自动调节，或者把主镜设计得可以快速改变其局部的形状，以在最后的焦平面上获得消除大气湍动和光学像差影响的天体像．

5．采用地平式装置．地平式装置的优点是：镜筒只在一个平面内运动，因而较易处理镜面和镜筒的重力变形问题；可以设计出既对称又轻巧的装架从而减少望远镜和圆顶室的尺寸．但地平式装置也有技术上的困难之处：装置的两根轴都需要能精确地变速运动，才能跟踪天体；装置中应增设中等精度的转动机构以补偿焦面上像场在观测过程中发生的连续旋转．七十年代电子计算机和控制技术的进步克服了这两个困难．跟踪天体的一种新的传动原理是：在望远镜的轴上装有精密的感应式轴角编码器，其分辨能力达百分之几角秒，用它检测望远镜轴在跟踪天体时的位置是否随时都与计算机给出的天体的实际位置一致．如有误差，则立即自动控制驱动望远镜的力矩电机增速或减速以消除轴的跟踪误差，前面提到过的 MMT 就是用这种方法来跟踪恒星．地平式装置存在由于方位速度不够而产生的天顶盲区．现在已可使此盲区小于 0°.3（如 MMT 的方位速度可达每秒 1°.5，其盲区只有 0°.14，因而由此产生的暂时观测不到的天区是很小的）．

6．配备电子计算机，广泛采用自动控制技术．现代的大型望远镜均配有电子计算机，下一代望远镜中更需配备电子计算机和广泛采用自动控制技术．电子计算机的基本任务有两个：一是数据处理，即汇总天文观测项目、编排观测程序、处理观测结果，自动化的数据处理，可大大提高观测质量和使用效率；二是对望远镜及其它天文仪器的控制．对于地平式装置的大型望远镜，要使它的两轴作精确的变速转动来跟踪天体，就必须使用电子计算机对望远镜进行自动控制．对多镜面望远镜的自动调节和控制也必须使用电子计算机．此外，由于望远镜的温度改变或所指向的天顶距的改变而引起的光轴、准直、调焦、大气折射、定位和跟踪等等误差一

般均具有重复性和规律性，因而可以方便地由计算机发出信号使执行机构自动改正这类误差。上述性能使得在设计望远镜时可以放宽某些技术指标，从而降低造价，但是却仍然能迅速而精确地（精度达1″左右）找到观测目标，例如即使在白天也能“盲目地找到”红外天体。

八十年代初酝酿的下一代望远镜计划有：美国基特峰天文台的15米（原曾设想为25米）望远镜、美国加利福尼亚大学的10米望远镜、美国得克萨斯大学的7.6米望远镜、苏联的25米望远镜、欧洲南方天文台的16米望远镜。这些望远镜计划暂时都还没有得到经费。

四、空间望远镜

为了消除大气对星像消晰度的影响和对天体的紫外、红外及X射线等波段的吸收，人们曾利用飞机、气球和卫星在高空及大气外对天体进行观测。美国曾成功地发射过“天空实验室”载人宇宙飞船。并正在计划将一台口径为2.4米的空间望远镜送入太空。从运载工具的能力上考虑，这一望远镜必须尽可能减轻重量，需用比重小、强度高、膨胀系数小的材料如铍、钛、炭纤维塑料等制造望远镜的机架，镜面应采用熔石英或微晶玻璃的薄壁蜂窝结构。初步考虑这一望远镜是经典反射式的，有主镜及副镜，镜筒长14米，估计重约9吨。望远镜的分辨率约0.″1，极限星等约达27等。镜筒外伸出两块巨大的太阳能电池板，使它看起来象一架飞机。在空间失重的情况下，整架望远镜不存在地面望远镜那种因重力引起的结构变形问题，而且镜筒不需要装架而可由喷气技术来控制镜筒的指向。预定在八十年代中期用航天飞机将这架空间望远镜送到离地面500公里左右的椭圆轨道上以进行无人自动观测。观测数据经过通讯卫星转播而发回地面站。这架望远镜预计在轨道上工作10年左右，必要时，可用航天飞机对它进行检修和更新接收仪器，并可将它带回地面。预期空间望远镜将取得地面上无法取得的各种天体的宝贵资料。

参 考 文 献

[1] Курс астрофизики и звездной астрономии (Ответственный редактор А. А. Михайлов), Государственное издательство, Том 1, 1973.

[2] Д. Я. Мартынов, Курс практической астрофизики, §1—§5, 1960.

[3] A. B. Meinel, Applied Optics and Optical Engineering, Vol. 5, Chap. 6, 1969.

[4] С. Э. 福里斯等，普通物理学，第三卷第一分册第28章，人民教育出版社，1963.

[5] Г. С. 兰斯别尔格，光学，上册第三编，人民教育出版社，1961.

[6] А. И. 杜德罗夫斯基，光学仪器理论，第一卷第八章至第十章，科学出版社，1958.

[7] М. М. 鲁西诺夫，技术光学，第二编，科学出版社，1962.

[8] 喻焘，应用光学，第二部分第四章及第 部分第四章，科学出版社，1966.

[9] 苏定强等，"国外大型天文望远镜发展现状"，国外科学第二集，科学技术文献出版社，1978.

[10] 麦伟麟，光学传递函数及其数理基础，第一、六、九章，国防工业出版社，1979.

第三章 辐射探测器

§3.1 辐射探测器的一般特性

辐射探测器是将辐射能转换为可测量信号的器件。其原理是利用辐射和探测介质中的微粒结构的相互作用将辐射的能量全部或部分地转移给介质中的粒子，在一定的外界条件下，引起宏观尺度上可测量的信号。常用的能量转化形式有下列几种：

1. 辐射能转化为化学能：辐射引起物质的化学变化，如照相底片。

2. 辐射能转化为电能：辐射作用使电子从物质中释放出来，产生光电流或光电压。这一类器件统称为光电器件，例如光电倍增管、象管等。

3. 辐射能转化为热能：在辐射作用下，物质变热，温度升高，这一类器件称为热探测器。如热电偶、测辐射热计、热释电探测器等。

4. 一种波长的辐射转变为另一种波长的辐射。如闪烁体。

众所周知，所有的辐射都具有波粒二象性，既具有波动性质，又表现出微粒或量子性质。单个量子的能量E为

$$E=h\nu, \tag{3.1}$$

其中h为普朗克常数，ν为量子的频率。由上式可知绿光量子的能量比蓝光或紫外光量子的能量要小，即紫外辐射量子的能量比任何一种可见光量子的能量都大，而红外辐射与射电波辐射量子的能量则比任何一种可见光量子的能量小，γ射线和X射线量子的能量则比紫外光量子的能量更大，故对于射电辐射只能用天线接收，而对于X射线γ射线则可用适当的量子计数器来单个地计数，亦即对于不同能量的天体辐射根据其特性应采用相应的辐射

探测器来探测.

虽然由于射电天文和空间技术的发展，人们已经能测得来自天体的从γ射线，直到几十米波长的射电波段的全部电磁辐射.但是光学波段仍旧是天文观测特别是地面观测的一个主要方面. 本章重点讨论可见光波段辐射探测器，关于其它波段的探测器将分别在有关的章节里介绍. 光辐射探测器种类繁多，但在目前我国天文工作中应用最广泛且最重要的是照相底片和光电倍增管两种. 近代的二维光电器件兼备上述二者的优点，无疑是最有生命力的光辐射探测器. 本章着重介绍前两种基本的探测器，而其它的探测器仅作一般介绍. 在分别研究各种探测器之前，先介绍探测器的一般特性.

光辐射探测器的主要性能如下:

1 量子效率（QE）和可探测量子效率（DQE）

量子效率的定义为光子和探测器作用时，产生的光子事件和入射光子数之比. 它描述了探测器接收并记录信息的能力.显然，量子效率越高，探测器越有效，特别是测量微弱辐射时，提高量子效率有重大意义.

由于入射光子有可能穿透介质或被介质反射，或者有时要吸收几个光子才能引起一次光子事件，有时产生的光子事件未被检测到，这些都降低了探测器的量子效率，并且，量子效率往往是指作用的初级过程，故一般探测器的量子效率都小于1.

实际应用中，通常采用可探测量子效率来表征探测器的效率. 可探测量子效率定义为探测器输出信噪比的平方与输入信噪比的平方之比. 即

$$DQE = \frac{(S:N)^2_{输出}}{(S:N)^2_{输入}}.$$

一般照相底片的可探测量子效率为0.1—1%，近代经过底片敏化处理后可达4%;光电倍增管的峰值可探测量子效率达30%，二维光电探测器在一般波段可达60%,在红区峰值可达80%.

2.响应度（R）和线性

响应度又称为灵敏度，它定义为入射单位功率的辐射流所引起探测器输出信号的反应(对于人眼、光电管等)，或入射单位辐射能所引起探测器输出信号的反应(对于照相底片)．当探测器的输出信号和输入通量的比率固定不变时，亦即当输入通量增加，而输出信号将随之成正比地增加时，这种探测器称为线性探测器，反之，称为非线性探测器．一般认为光电器件是线性探测器，照相底片为非线性探测器，线性探测器因为在测量时无需定标曲线，故对结果的处理带来很大的方便，而应用非线性探测器作定量测量时必须要定标曲线．

3．光谱响应 (R_λ)

光谱响应又称为分光灵敏度、分光响应．它是指单色辐射作用时，探测器的响应度．用于表征探测器对不同波长辐射的响应特性．目前探测器的光谱响应常用量子效率来表征，量子效率随波长的变化即为光谱响应曲线．

光谱响应是描述探测器对不同光谱区同等辐射量具有的不同反应，亦即探测器所谓的选择性．任何辐射探测器都有选择性，只有热辐射探测器对较广光谱区辐射的反应大致相同，可近似认为是无选择性的，或称中性的．以探测器最敏感波长处的响应为单位的分光响应称为相对分光响应．

4 分辨率

分辨率分为空间分辨率和时间分辨率．空间分辨率是描述探测器鉴别空间密集象点的能力，通常以每毫米所能分辨的线对的数目来表示．显然，空间分辨率越高，探测分辨精细结构的能力越强．时间分辨率，是指探测器记录或反应辐射快速变化的能力．从辐射进入探测器，到探测器发生反应，这段时间通常叫做响应时间．显然，响应时间越短，反映快速变化的能力越强，即响应速率越高，亦即时间分辨率越高．

5．探测率

探测器能探测到的最小辐射功率的倒数为探测率．探测器的最小可探测功率用噪声等效功率(NEP)来表示．因为任何探测

器都有噪声，产生如噪声那样大的信号所需的辐射功率即为噪声等效功率．探测率是噪声等效功率的倒数．显然探测器能响应的辐射等级越低，其探测率越高．

§3.2 照 相 底 片

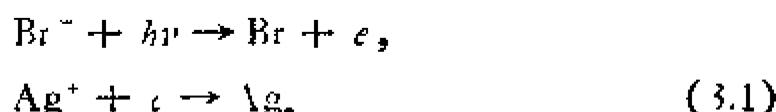
自从十九世纪三十年代末发明照相技术，并于十九世纪四十年代开始应用于天文观测以来，利用照相底片作为天体辐射的探测器，对天体进行测光和分光的研究工作，已成为实测天体物理学中最重要的方法之一，对天体物理学的发展起了很大作用．近几十年来，尽管近代实测天体物理工作中应用了不少先进技术（例如各种象管的应用），但由于照相底片的特点，它将仍然是天文观测中不可缺少的重要工具．

一、照相原理

（一）照相的一般过程和原理

照相的基本原理是利用某些物质在辐射照射下发生化学变化这一性质，常用的这类物质是卤族元素和银的化合物即卤化银（如溴化银、碘化银等），当它们受到光的照射时会分离出银来．现代照相材料的感光层就是由大量卤化银小晶体和明胶组成的，称为照相乳胶．最灵敏的感光层往往在溴化银内加入少量碘化银的杂质．把照相乳胶均匀地涂布在玻璃底板或赛璐珞薄片上就制成了照相底片．

把硝酸银水溶液倒在含有明胶的溴化钾水溶液里，就生成悬浮在明胶中的溴化银晶粒，用这种溶液就可以制成照相乳胶．在光的作用下溴离子 Br^- 吸收光量子而释出电子，溴离子本身变为中性溴原子 Br，释出的电子和银离子 Ag^+ 结合形成中性银原子 Ag．用化学反应式表示：



$$Br^- + h\nu \rightarrow Br + e,$$
$$Ag^+ + e \rightarrow Ag. \qquad (3.1)$$

式中 $h\nu$ 是光量子，e 是电子。

实际过程是这样的：溴化银微晶并不是溴化银单个分子 AgBr 的集合体，而是每个银原子把一个电子交给了邻近的溴原子，微晶乃是由互相交替着的带正电荷的银离子（正离子）和带负电荷的溴离子（阴离子）所组成的整齐晶格（见图 3.1）在辐射作用下，溴化银晶体发生化学反应，一个光子从溴离子上撞击掉一个电子，结果产生了一个电子和溴原子。从溴离子中释放出来的电子同金属中的电子类似，它在晶格中自由运动。当电子运动到杂质或晶体结构的破坏处，便失去动能，停止移动。这些地方通常称为灵敏中心。电子聚集在灵敏中心周围，使灵敏中心带负电。它吸引了在晶格中运动着的银离子，变成银原子，银原子沉积在灵敏中心上，使灵敏中心增大，形成所谓"潜像中心"（见图 3.2）。但是这些潜像中心包含的银质点数目毕竟太少，还不能在底片上形成可见的像，只有通过显影和定影以后，才能得到所需要的物体影像。

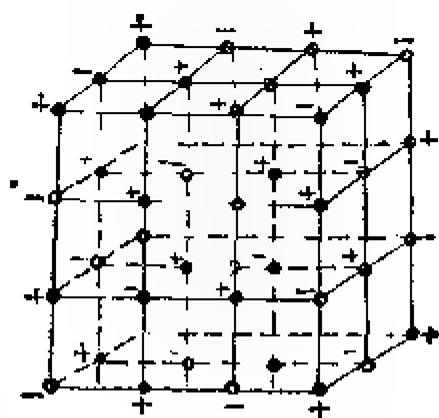


图 3.1 溴化银晶格。

（二）显影

显影就是显影物质和溴化银作用，使溴化银还原为金属银的过程。在潜像中心附近，由于潜像中心的触媒作用，还原进行得很快，结果使底片感光层上照射过的地方变黑，形成可见的像；在底片上未被照射的地方，还原进行得很慢，使感光层略为变黑，形成照相雾。

1 显影液的组成　大多数显影液中包含显影物质、保护剂、促进剂和防雾剂等四种物质。

显影物质是显影液最重要的成分，用来还原曝过光的乳胶状溴化银晶粒，把溴化银变成金属银。这就是把潜像变成了可见像。

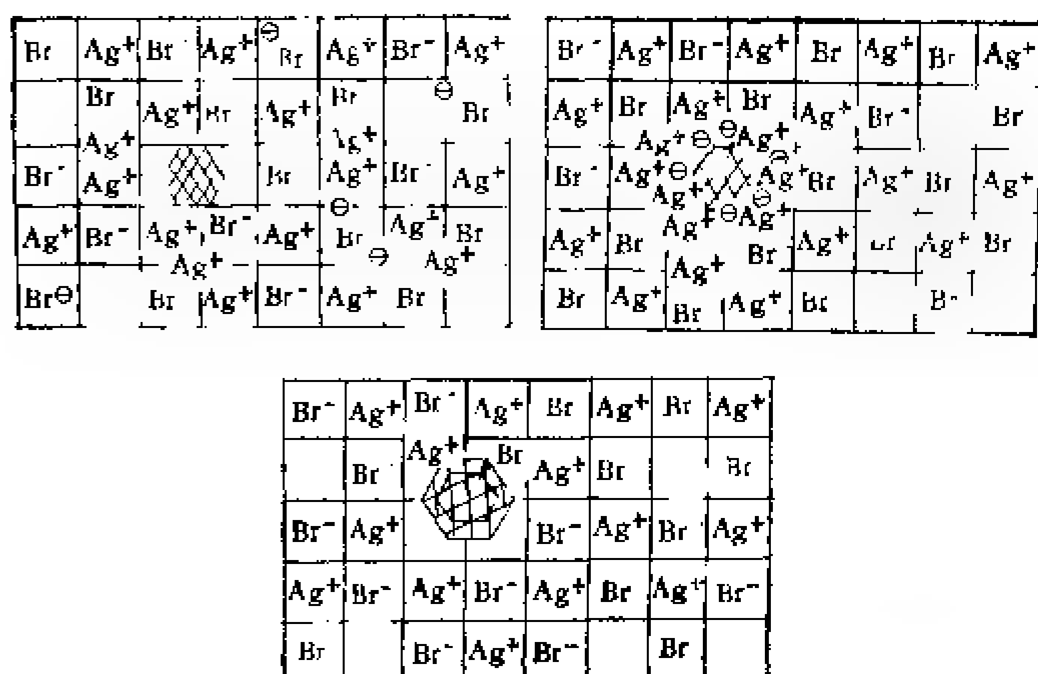


图3.2　潜像形成示意图.

保护剂用来预防溶解于水内的氧对显影物质起氧化作用．保护剂同样也参与显影过程.用来起保护剂的有亚硫酸钠(Na_2SO_3)、硫代硫酸钠（$Na_2S_2O_3$)、亚硫酸氢钠（$NaHSO_3$）等.

促进剂具有加速显影过程的效能．其主要作用是使显影物质保持一定的离解度、即保持显影物质起作用部分的浓度．加入碱能增加显影速度．碳酸钠(苏打,Na_2CO_3)、碳酸钾（K_2CO_3)、氢氧化钠（NaOH)、硼砂（$Na_2B_4O_7\cdot 10H_2O$）等都可做促进剂.

防雾剂用来减少显影时底片上的雾翳，也就是阻碍未曝光的晶粒的显影作用．常用溴化钾作防雾剂.

显影液中除上述四种物质外,还可以有其它物质，如软水剂、调色剂、增感剂、坚膜剂等.

2. 几种主要显影物质的特性，现在几乎全都使用有机显影物质,而大多数有机显影物质都是碳氢化合物苯的衍生物.

(1) 海得路几奴（Hydroguinone)． 它的化学名称是对苯二酚(或称对二羟基苯),是无色或淡灰色的晶体．它不仅易溶于水，而且也易溶于乙醇和乙醚．能制成高效显影液,显影迅速,得到的影像反差强.

使用广泛的显影液含有两种显影物质，通常是对苯二酚和米

吐尔配合使用，用碳酸钠(有时用碳酸钾)作为促进剂.

(2) 米吐尔 (Metol). 化学名称是甲基对氨酚. 米吐尔是白色或略微呈黄色或淡灰色的细晶状粉末，微溶于水，几乎不溶于乙醇和乙醚. 用米吐尔显影可以不必加碱，通常只加亚硫酸钠，这就是说米吐尔能在弱碱性介质，甚至在弱酸性介质中显影.

(3) 甘氨酸. 几乎是无色的或是稍微带些颜色的粉末，在纯水中溶解度很小，但易溶于含有碳酸钠和苛性碱的水中，可用来配制慢速显影液.

(4) 菲尼冬. 是1-苯基3-羟基二氢二氮茂的商业用名. 为无色结晶物质，能溶于热水，微溶于冷水，易溶于酸、碱和碱金属碳酸盐的稀溶液中. 单独用菲尼冬配制的显影液得到的影象反差小，但菲尼冬与对苯二酚配合使用，能配制成具有优良性能的高效显影液，菲尼冬对苯二酚显影液具有用料省，保存期限和使用期限长，反差强，染色能力小等特点.

(5) 对氨基酚. 是无色晶体，易溶于水，配制的显影液显影清楚、灰雾少.

除上述几种显影物质外，还采用羟代乙基邻氨基酚、苯二胺、对苯二胺、阿米德、焦性没食子酸等作显影物质.

3. 显影过程的化学反应 显影液的重要性质就是它对感光层被照射处的显影作用比未被照射处要快得多. 显影过程是

$$\text{溴化银晶粒} + \text{显影液} \xrightarrow{\text{潜像银的触媒作用}} \text{金属银晶粒} + \text{显影产物.}$$

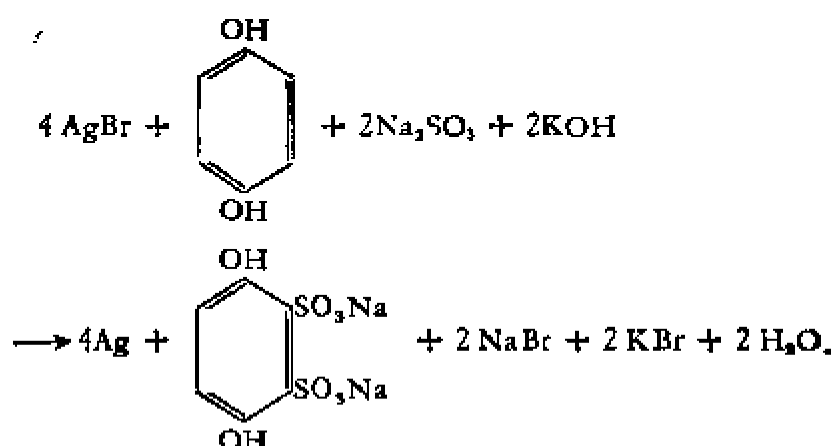
下面用一实例说明显影液中各物质的作用. 显影物质用对苯二酚，促进剂用氢氧化钾，保护剂用亚硫酸钠，防雾剂用溴化钾.

对苯二酚和溴化银作用，发生反应. 显影产物中有苯醌和氢溴酸，结果溶液呈酸性，阻止显影. 因此显影液中常常要掺入碱，使酸被中和. 促进剂氢氧化钾就参与这一过程.

显影液的保存期限对照相工作有重要意义. 对苯二酚在空气中氧的作用下被氧化，生成黄色的没有显影能力的物质苯醌，这样显影液的效率就降低了. 如果极大部分对苯二酚转变成苯醌，显

影液就会失效．研究结果表明，亚硫酸钠能和苯醌发生反应，生成物是“对苯二酚一磺酸钠”．这个物质能从溶液中分离出来，它具有显影性质，并且产生的雾翳比对苯二酚要小．

在显影物质、保护剂和促进剂参与下，显影过程总反应可表示为



最后得到金属银、对苯二酚二磺酸钠、溴化钠、溴化钾和水．

作为防雾剂的溴化钾对显影过程有极重要影响．乳胶层上曝光极微弱的地方，在含有溴化钾的显影液中不显影．这是因为少量溴化银被溴化钾溶解，溴化银在溶液中还原为金属银，它成为细粉末沉淀在乳胶层表面，用水可冲洗掉．

4．显影技术　对天文工作者来说，显影液大部分都要自己调配．常用显影液配方（参看附录二）有很多种，可根据需要，恰当地选择．对显影液的基本要求首先是它对影像的显影速度尽可能比对雾翳的显影速度大些；其次，要考虑它产生雾翳的能力；再者，要鉴定显影液的作用速度和最大反衬．现在有普通显影液、快速显影液、缓慢显影液、均匀显影液和微粒显影液等类型．

自来水以及没有被污染的雪水、雨水一般都可用来配制显影液．当然，使用煮沸过的水或过滤过的水更好．

配制显影液时，要按一定的次序把显影剂溶解在水中．每一显影液配方中都规定了配方时水的温度（通常为50℃左右）及溶化药品的次序．

显影在暗室中进行．在安全灯下或在完全黑暗中把底片取出，置于显影液中．某些天文底片的显影最好在黑暗中进行．显

影时间一般是4—16分钟．在进行具体工作时，常用实验方法定出最适合的显影时间．

在显影过程中，显影液的温度应保持恒定（20℃左右）．为使显影均匀，先将底片浸入清水中（1—2分钟），然后将底片置于显影盘中．无规则地摇动显影盘，可使显影均匀化．

在显影前可根据需要的显影时间，拨好记秒表，到规定时间应立即把底片从显影液中取出，用清水冲洗，或置入清水中，然后进行定影．

（三）定影

定影的作用是把显影后残留在乳胶层中的溴化银去掉，这样，底片经过洗涤和干燥，就可以保存很长时间．

1. 定影液的组成　定影液中常包括定影物质、坚膜物质、防硫磺化物质及防染色物质等．

定影物质的作用是去掉底片上残余的溴化银．最常用硫代硫酸钠（海波，或称大苏打）、硫代硫酸铵（$(NH_4)_2S_2O_3$）或氰化钾（KCN）作定影物质．

坚膜物质常用铝明矾，它是硫酸铝和硫酸钾的复盐，成分为$Al_2(SO_4)_3 \cdot K_2SO_4 \cdot 24\,H_2O$；也可采用铬明矾（$Cr_2(SO_4)_3 \cdot K_2SO_4 \cdot 24\,H_2O$）．坚膜物质的作用是减小乳胶吸收水分的能力和膨胀能力，增加明胶机械强度．

防硫磺化物质用亚硫酸钠．定影液里酸性物质过多或过强时，大苏打里的硫磺被迫析出，此时亚硫酸钠和硫磺相结合，仍然变成大苏打．

防染色物质可以消除胶膜上的污痕，并能同碱性物质中和，使底片在定影过程中停止显影．常用醋酸（CH_3COOH）或硼酸（H_3BO_3）作防染色物质．

2. 定影过程的化学本质　把已显影的照相底片放在水里时，晶粒周围有一小部分溴化银溶解于水，以至固体溴化银和溶解了的溴化银达到平衡，溴化银的溶解作用停止．此时只有减低溶液

中银离子的浓度，新的溴化银才能溶解.

定影物质的作用，就是牢固地同银离子结合成络盐．用大苏打做定影物质有下列反应：



$$2AgBr + 3Na_2S_2O_3 \rightarrow 2NaBr + Na_4[Ag_2(S_2O_3)_3].$$

所生成的络盐易溶于水，因此它能很快地从乳胶中去掉.

3.定影技术　定影液配方也有很多种，如普通定影液、快速定影液、酸性定影液、坚膜定影液等．可根据需要选择不同的定影液配方．配方时要按规定次序溶解药品，水也要加热到规定温度（通常是 50℃）．定影时间不宜少于 15 分钟.

定影液中含有大苏打才起定影作用．实验证明，定影液里的大苏打含量为 20—30% 时，其定影效果最佳.

定影后照相底片含有大量的大苏打，若不冲洗掉，就会同银作用，生成硫化银．为了保证底片能长期保存，常用流动的水冲洗底片，冲洗时间最好是 30 分钟左右.

底片洗涤后，应置于空气流通、温度较高、湿度较小的地方，使它凉干，这样照相过程才算最后结束.

必须指出，在天体物理的照相工作中，需要根据底片的特性、曝光条件等具体条件，选用不同的显影定影配方，反复试验，掌握规律．并熟练掌握暗室技术，才能得到满意的照相底片.

二、照相底片的特性

（一）照相底片的特性曲线（定标曲线）

利用照相底片拍摄天体，目的还是为了测量天体照射在底片上辐射量的强弱．但在底片上能直接得到的是析出的银颗粒的多少．底片曝光时接受到的辐射流越多，单位面积中析出的银颗粒的数目就越多．因此原则上可用析出的银颗粒的数目来度量照相效果，由它们来反映天体辐射的强弱．然而，实际上计数银颗粒是相当麻烦的，所以在实用中引入照相密度的概念（有时也称照相黑度），用它来描述辐射在底片上引起的反应的大小.

设有一束辐射流 F_0，照射到底片上曝过光的部分，由于这部分

底片上银颗粒的减光作用，当这束辐射流通过底片后，将被减弱为 F，底片上单位面积银颗粒的数目越多，则减弱越厉害．定义照相密度为

$$D = \lg \frac{F_0}{F} \tag{3.2}$$

显然，D的大小直接由底片上银颗粒的数目多少来决定．因此它等价于银颗粒数目的多少，也就是能象银颗粒的数目一样用来定量地描述由于曝光而在底片上引起的反应大小．

底片上的反应量（照相密度）与曝光时照射在底片上的辐射量的关系，并不是简单的线性关系，根据反复实验的结果，照相密度 D 与曝光量 H（或称露光量）的对数（$H=Et$，E 为照度，t 为曝光时间）的关系大致如图 3.3 所示．在图 3.3 中，纵坐标为照相密度 D，横坐标为曝光量的对数 $\lg Et$．图 3.3 上的曲线即为照相底片的特性曲线．它反映照射在底片上的辐射量和它在底片上所引起的反应之间的关系．因此，利用特性曲线可由测得的底片上的照相密度求得曝光时照射在底片上的辐射量．

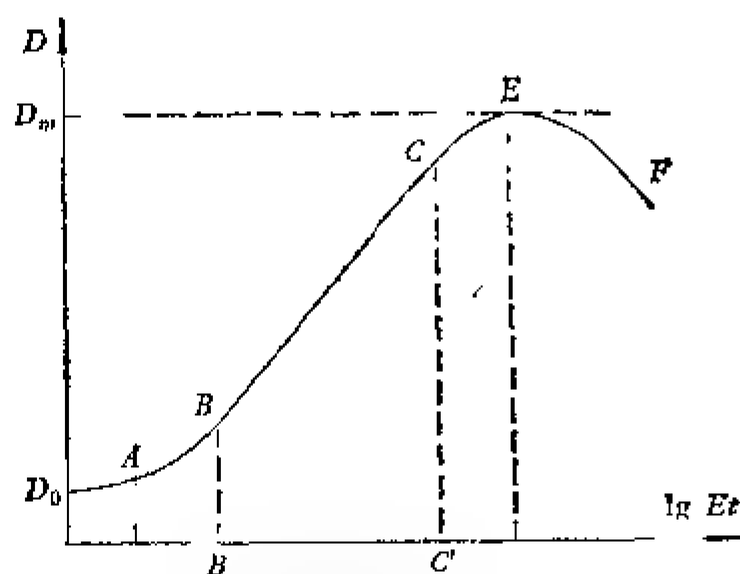


图 3.3　照相底片的特性曲线．

分析图 3.3 上的曲线，可知一般特性曲线大致分为四个部分：1. 曝光不足部分 AB；2. 正常曝光部分 BC；3. 曝光过度部分 CE；4. 反转显影部分 EF．特性曲线的初始部分从照相雾 D_0（又称为

灰雾密度)开始．在正常曝光部分 BC 范围内，特性曲线近乎直线，这一段曝光量的范围（即 $B'C'$）通常叫做宽容度．在实测工作中，这个区域非常重要，通常选择适当的曝光量，以便能充分利用特性曲线的直线部分，它可以给出较高的测量精度．特性曲线直线部分的斜率 γ 被称为照相底片的反衬系数(或叫反差)．γ 值可用下式表示：

$$\gamma = \frac{\Delta D}{\Delta \lg Et}. \tag{3.3}$$

反衬系数 γ 越大，则测量辐射流量的准确度就越高．从 C 点开始为曝光过度部分，这里随着曝光量的增加，密度的增加越来越慢，最后在 E 点达到了对于一定类型照相底片密度的极大值 D_m（D_m 称为饱和密度）．E 点以后为反转显影区，曝光量的增加反而引起像密度的减小，这叫负感．上述特性统称感光特性．

图 3.3 给出的仅仅是一般照相底片特性曲线的大致形状．图似乎表明，密度 D 只受照度和时间乘积的影响，即当照度减小若干倍时，只要同样倍数地增加露光时间，密度不变．时间和照度的这种互易关系称为互易定律．而与这种关系的偏离就叫互易律失效．通常互易曲线是以给定的密度作参数，以曝光量的对数为纵坐标，以照度的对数或曝光时间的对数为横坐标，见图 3.4．由图明显可见，仅在一定的照度范围，互易律才成立，对于低照度和强照度互易律失效．而且，产生一给定的密度，在互易律成立的范围里，所须的曝光量最小，亦即在互易律成立的范围里，乳胶的效率

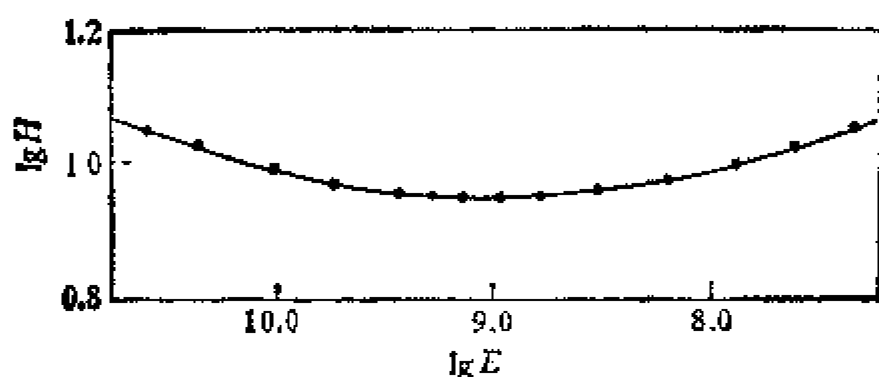


图 3.4　乳胶的互易律曲线．

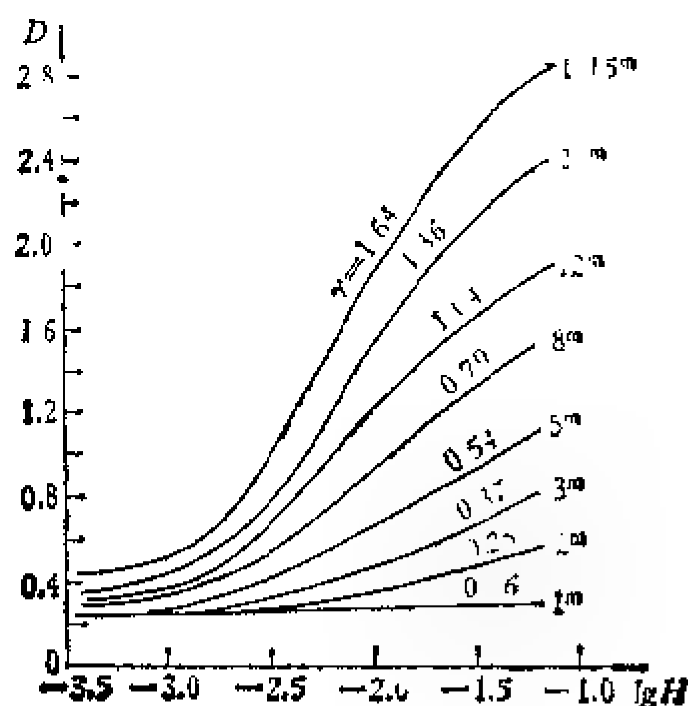


图 3.5 照相密度与显影时间的关系.

最高. 影响乳胶互易特性的因素,包括在曝光期间乳胶的湿度,底片曝光前后的处理等,适当的控制这些因素,可以减少互易律失效的范围.

实际上底片的密度不仅仅决定于曝光量 Et,而且与辐射能量的波长、感光材料的类型、曝光时的照射方式(连续照射或不连续照射等)、显影液的成分、显影条件等等都有关系. 这种关系十分复杂,无法用一般函数形式表示. 图 3.5 给出相同类型的照相底片在同样的曝光条件下,不同显影时间对特性曲线的影响. 从图上可看出,随着显影时间的增加,反衬系数 γ 逐渐增大,同时照相雾也在不断增大. 这表明增加显影时间通常可测量到较小的辐射流,并获得较高的测量精度. 但显影时间的增长是有限制的,当达到一定值后,进一步增加就毫无意义了. 实验表明,不同的曝光条件也直接影响底片的密度以及特性曲线. 例如,在同样照度 E 的辐射下,对同样底片曝光相同的时间 t,如果一种情况下是连续曝光 t 时间,而另一种情况下则是以间断曝光的方式,使其累加曝光时间亦为 t. 在这两种不同的曝光方式下,尽管总的曝光量 Et 相同,但所得的密度却不相同. 由于所谓"间歇效应"的影响,互易律失效,间断的时间越长,密度就越低. 图 3.6 分别给出在 t 保持常

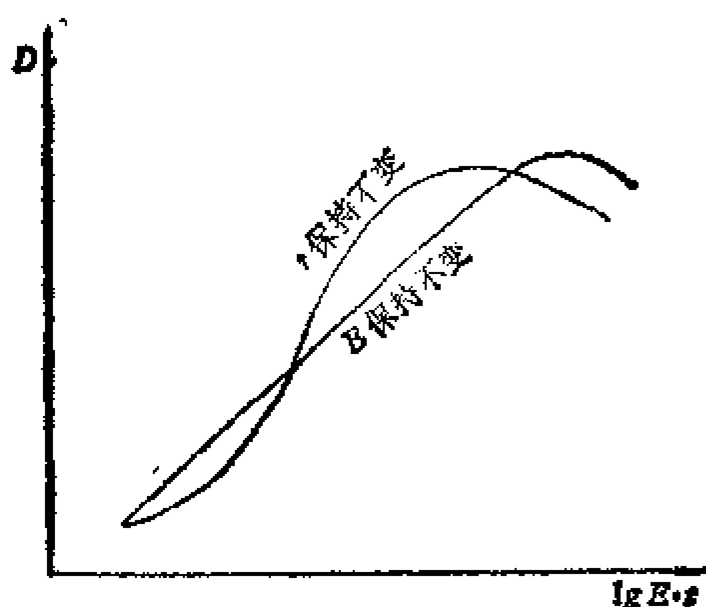


图 3.6

数和E保持常数的情况下所得到的特性曲线，可明显看出互易律失效．史瓦西曾提出，若要求产生相同的密度，则需满足

$$Et^p = \text{常数}, \tag{3.4}$$

其中p称作史瓦西因子，它对一定类型的底片是个常数(一般 $p<1$)．但以后的研究表明，史瓦西公式只在很窄的照度范围内成立，而且即使对同类型底片，p也并非为常数，会随着曝光时间t变化．因此实用上常常只是利用式(3.4)来大致估计曝光时间可能变化的范围，而并不直接应用这个公式．在一般测量中，通常总是要求得到E值的大小．所以可在整个过程中使曝光时间t保持不变．这样，特性曲线的横坐标实际上为$\lg E$，这就不必再考虑p的影响．利用这样的特性曲线，可由密度直接得到E值．综上所述，不同的照相底片在不同的曝光条件、显影条件下具有不同的特性曲线．即使同一张底片，对于不同波长的辐射具有的特性曲线亦不同．故在利用照相方法作实测工作时，通常必须对每张底片分别求出特性曲线．一般情况下，一条特性曲线也只适用于一些在相同条件下拍摄和显影的同一类型的底片，至于多宽的波长范围可用一条特性曲线，决定于对测量精度的要求．

由于照相底片的非线性，在用照相方法测量天体辐射时，制作底片的特性曲线是整个方法中的重要环节．为了得到底片的特性

曲线，通常是在拍摄待测天体的同一张底片上拍摄校准记号．当然根据上面的讨论，要求拍摄校准记号的曝光条件、显影条件等与拍摄待测天体时完全相同．

（二）量子效率

对于照相底片，量子效率的定义为产生一个变黑颗粒所需的入射光子的平均数． 典型的照相乳胶是大约为 25 微米厚的光染色半透明层．当光入射到乳胶上，一部分被反射，另一部分被透射，大约只有 10% 的光量子真正被乳胶里的颗粒吸收；同时研究还表明，在显影期间欲使一个颗粒变黑，需要吸收 10 个光子．从而得出，要产生一个变黑的颗粒需要 100 个光量子入射到照相乳胶上，所以照相乳胶的量子效率小于 1% 甚至低到 0.1 %．量子效率低是照相底片的一大缺点．近代常采用敏化技术来提高底片的量子效率．图 3.7 列出了几种底片的分光响应曲线．

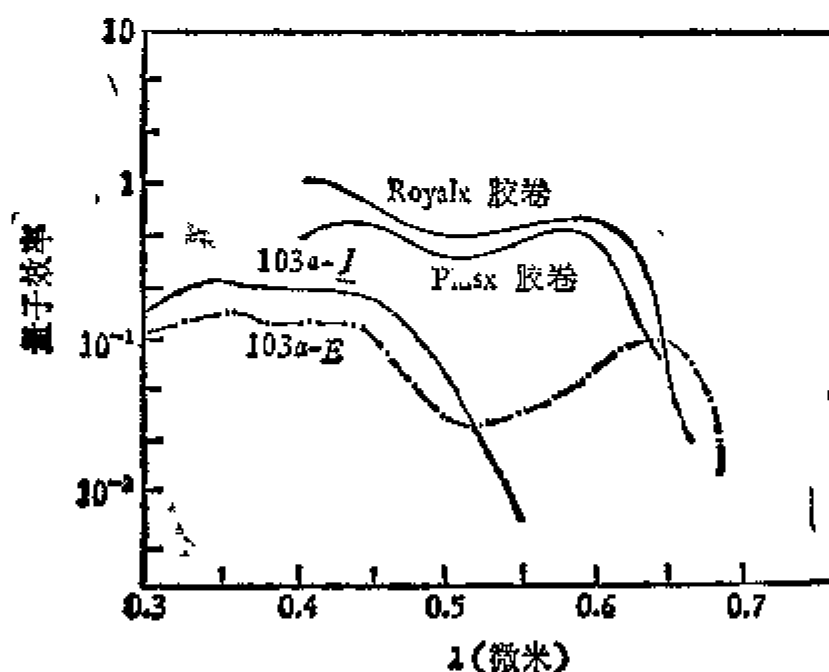


图 3.7 几种底片的分光响应曲线．

（三）灵敏度

在照相底片中又称为积分灵敏度，底片速度，感光速度．

实际上有各种不同的底片灵敏度的定义，但都是用形成一定

照相密度所必须的曝光量H来定义：

$$灵敏度\ \Sigma = \frac{a}{H}, \tag{3.5}$$

a 为某个比例常数．一般底片颗粒越大，底片越灵敏；颗粒大的底片感光速度快，可以缩短曝光时间，但分辨本领低．

式(3.5)仅给出底片灵敏度的大致量度，实际工作中真正能表示底片灵敏度的是特性曲线的斜率——反衬系数 γ，γ 越大，则表示底片越灵敏．

（四）底片的颗粒性与分辨率

照相底片的空间分辨率受底片的颗粒性所限制．在显微镜下观察照相底片，就会发现显像银具有颗粒状结构．不同的底片上单位面积内颗粒有多有少，而且颗粒的平均大小也各不相同．这表明颗粒性有程度上的差别．影响颗粒性程度的因素很多，其中主要是照相乳胶的颗粒性质以及显影条件；曝光条件也对颗粒程度有一定的影响．

底片的颗粒性直接限制了底片的空间分辨率．如果底片上两平行线像之间的距离和乳胶中颗粒的大小相差不多时，则这两组线就不能分辨清楚，乳胶中颗粒越小，能分辨的距离就越小，亦即空间分辨率越高．底片的分辨率通常是在分辨清楚的情况下，以每毫米所包含的可分辨出的线对的最大数目来决定．一般粗颗粒底片分辨率为 50—60 条线对，细颗粒底片分辨率为 100—200 线对，空间分辨率越高的底片分辨延伸天体细节和密近双星的能力越强．

（五）照相底片的优缺点

照相底片的主要缺点是：

1．量子效率低．一般照相底片的量子效率为 0.1—1%，敏化处理后才达 4% 左右．

2．非线性．底片上的照相密度不与入射辐射量成比例，且特

性曲线决定于具体的乳胶性质、显影过程、入射光的颜色等等，这些因素十分复杂，不可能找到一般的函数形式. 故用照相方法对天体进行测光时，对每张底片必须进行定标，大大增加了处理的工作量.

3. 动态范围小(即宽容度小).

一般照相底片的动态范围为30. 亦即宽容度 $B'C'$ 约为1.5(见图3.3)，远小于光电倍增管和二维光电器件的动态范围. 若要拍摄一个比天空背景暗的天体，由于天空背景的作用，在天体的光还没有使底片感光之前，底片已经变黑.

4. 具有扩散圆、反光晕、边缘效应.

当光线穿透感光层时，除了受乳胶吸收外，还受卤化银及有机染料的散射、反射、衍射、折射等作用. 一部分能量将辐射到几何像范围以外，引起像外的卤化银发生变化. 显影后则在像边缘附近出现明显的密度，即所谓"扩散圆". 它使边缘模糊，像扩大(一般不超过0.1—0.25毫米). 扩散圆随曝光量的增大而增大，这就是亮星星像比暗星星像大的原因之一. 除此之外，透过感光层进入玻璃底板的光线，一部分将从玻璃底板的另一面反射回来，使像附近乳胶感光而形成所谓"反光晕". 通常在底片的玻璃面上涂上墨或防晕层来消除反光晕. 另外显影物质和显影产物也能引起像的歪曲，其中主要的是所谓"边缘效应"的影响. 如果底片上相邻两部分接受到的辐射能量悬殊，并且它们之间具有明晰的边界时，显影后就在边界附近造成对像的歪曲，在密度较大的一边出现密度更大的浓边，而在密度较小的一边则出现密度更小的淡边. 这种现象即为边缘效应(或称艾伯哈特效应). 边缘效应严重地歪曲了谱线轮廓，对角距小的星像间的距离也有影响. 在显影时不断搅动显影液可减少甚至消除边缘效应的影响.

虽然照相底片有上述缺点，但它同时具有下列优点：首先照相底片是一种多元探测器，其信息容量之大，是任何其它探测器所不能比拟的. 一张35厘米×35厘米的 III_a-J 底片，以25微米×25微米为一个信息单元，一张底片可容纳 10^8 个信息单元. 因

此尽管现代光电器件已在天文观测中应用愈来愈多，但作为大量信息记录的手段，照相底片仍是不可超越的．此外，它具有累积微弱辐射能的本能，可以拍摄到很暗的天体（即累积性或称为积分性）；而且照相底片能长期保存．这些优点目前还没有被其它探测器完全代替．所以虽然近年来二维探测器的重要性大大提高，但在大面积照相、巡天工作、宽波段光谱记录等方面，照相底片仍被广泛使用．

三、天文底片

天文底片是一种能对暗弱光源进行长时间曝光（几分钟到几小时）的照相底片．一般照相底片在低照度的情况下会出现互易律失效的现象，即相同的曝光量不产生相同的密度．所以如果用一般的底片来拍摄天体的辐射时，由于一般天体的辐射都很微弱，灵敏度就很低．天文底片是经过特殊处理的照相底片，它在低照度时互易律失效很小，从而在低照度时比一般底片具有高得多的灵敏度．

天文底片有粗细颗粒之分．粗颗粒底片，灵敏度高、分辨率低，信噪比远大于1，适用于快速拍摄较明亮的天体（如亮变星等）．细颗粒底片，灵敏度低、分辨率高，适用于拍摄极为暗弱的恒星和星系．

天文上目前最常用的底片有美国柯达公司生产的柯达（Kodak）底片和德国生产的 ORWO 底片．

美国柯达公司生产的柯达光谱片种类繁多，适用于天文工作的低照度长曝光底片主要有四种即 103a，I_a，II_a，III_a．

I_a 型：响应度最高，粗颗粒，反差中等，分辨率为 63 条线/毫米．主要用于直接照相．

103a 型：响应度次之，颗粒中粗，反差高，分辨率为 80 条线/毫米．主要用于直接照相．

II_a 型：响应度与 103a 相近，颗粒细，反差中等，分辨率为 100 条线/毫米．主要用于光谱工作．

III_a 型：响应度低，细颗粒，反差高，分辨率可达 200 条线/毫米。经过敏化后，量子效率可达 4%，有很高的信噪比。适用于探测暗弱天体。

此外，柯达底片的红外片（6800—8800 埃）I-*N* 和 IV-*N* 也经常用于天文工作中，由于它们响应度低，均必须经过敏化处理才能使用。

对于每一种乳胶又有不同的感光范围的次型。其感光范围分别用 O，J，G，D，E，F，N 等字母表示，其对应的波长范围如下：

O：3000—5000 埃；　J：4500—5500 埃；
G：4500—5800 埃；　D：4500—6300 埃；
E：5600—6800 埃；　F：4500—6900 埃；
N：6800—8900 埃。

四、底片敏化

为了提高底片的探测量子效率和灵敏度，在曝光前后或曝光时要对底片进行特殊处理，这种特殊处理的过程叫做底片的敏化。从本世纪四十年代开始，已经有人采用烘烤等敏化技术。但除了红外底片因为制造上的原因必须敏化使用外，由于敏化技术的缺点，使用并不普遍。近十多年来，发展了气体敏化技术并获得了重大进展，采用适当的敏化技术可使照相底片的互易律始终成立。因而敏化使用底片成了世界各大天文台普遍采用的方法。

现有的敏化方法达数十种，而且还在发展中。对不同种类和不同批号生产的底片，最佳敏化条件不同，因而敏化效果也各不相同。所以使用者需要根据具体情况用实验方法确定自己的最佳敏化方法。

目前，最常用且最有效的敏化方法及其原理如下：

1. 预先曝光。　这种技术适用于背景的输出信噪比较高的底片，预先曝光是用短时间（短于 100 秒）的预闪来实现，预闪提供一定比率的光子，使其形成足够大的次潜像斑点，然后当低强度光入

射到该次潜像上，可以象入射最适宜强度那样有效地被乳胶吸收。

2 抽真空处理．能除去有害的氧和水蒸汽，大大增加乳胶对低强度光的灵敏度．基本上不增加灰雾．通常，也可以先抽真空，然后再气体烘烤或浸泡．

3. 氮气浸泡或烘烤．能除去氧和水蒸汽，加速敏化剂与卤化银的化学反应．近代研究表明，在加有 2% 或 8% 氢的氮氢混合气体中烘烤所得的增益较高．

4. 氢气浸泡．可增加潜像的灵敏度和稳定度，同时又能使光电子更有效地形成潜像中心．

以上几种方法在实际使用中可以恰当地组合使用．

5 硝酸银溶液浸泡．此法适用于红外乳胶．其原理是除去乳胶中的卤化物，增加银离子浓度．

除红外底片外，已敏化的底片在未曝光时必须处于干燥的环境中，否则会丧失敏化效果．为此，必须改装望远镜的底片盒，并在曝光过程中使乳胶隔绝空气．已敏化而未使用的底片，必须在氮气中低温保存，才能在一定时期（数十天）内保持敏化效果．

敏化后的天文底片，探测量子效率从原来的 0.1% 提高到 4%，望远镜的极限星等因而可以提高 1—1.5 等．

§3.3 光电器件

辐射能转变成电能的现象称为光电效应．利用光电效应原理制成的辐射探测器称为光电器件，光电效应有三类：

1. 外光电效应．其特征为在辐射作用下，电子从电极物质的表面发射出来．利用外光电效应的光电器件有光电管和光电倍增管等．

2. 内光电效应（或光电导效应）．其特征为在辐射作用下半导体材料的电阻发生变化． 利用内光电效应的探测器有光敏电阻等．

3. 阻挡层光电效应（或称光伏效应）． 其特征是在辐射作用

下，产生一定方向的电动势．利用此效应的光电器件是各种光电池。

下面介绍几种常用光电器件的性能。

一、光电倍增管

光电倍增管是利用外光电效应探测辐射的．金属或半导体内部的电子吸收辐射后获得动能，克服物体的边界位垒飞出表面．电子飞出时所必须作的功，叫脱出功．也就是说，如果一个电子要从表面逸出，必须使光子能量 $h\nu$ 超过脱出功．即

$$\frac{mv^2}{2}=h\nu-\phi,$$

式中 v 为电子速度，ϕ 为脱出功，m 为电子质量，ν 为光子频率．显然，光电子刚好能克服位垒达到表面产生光电效应时的临界频率为

$$\nu_0=\frac{\phi}{h},$$

所对应的最大波长为

$$\lambda_0=\frac{hc}{\phi},$$

超过这一波长就没有光电子反射出来．外部光电效应没有惯性，在量子落到光阴极上到有光电子逸出所需的时间小于 10^{-9} 秒．

光电倍增管一般由光敏阴极和加在其后的若干电子倍增极（称为倍增系统）以及最后的一个电子收集极（阳极）组成．光电倍增管的结构见图 3.8，光电阴极在光子作用下发射电子，在高真空管中被电场（或磁场）加速，聚焦于第一倍增极的电极上．一个入射电子的能量将给予倍增极中的多个电子，从而每一个入射电子将平均使倍增极表面发射几个电子．然后，二次发射的电子又被加速到第二倍增极上，电子数目再度倍增．在以后的各倍增极上都相继产生进一步的倍增，直到电子聚集到阳极上．

光电倍增管的倍增系统有两种，一种是分离式倍增系统，如图

表 3.1　光谱响应

光谱响应编号	光电发射材料	敏感元件类型	窗材料	工作方式透射式(*T*)反射式(*R*)
S-1	Ag-O-Cs	光电发射体	石灰玻璃	*T*，R
S-3	Ag-O-Rb	光电发射体	石灰玻璃	*R*
S-4	Cs-Sb	光电发射体	石灰玻璃	*R*
S-5	Cs-Sb	光电发射体	9741玻璃	*R*
S-8	Cs-Bi	光电发射体	石灰玻璃	*R*
S-9	Cs-Sb	光电发射体	7052玻璃	*T*
S-10	Ag-Bi-O-Cs	光电发射体	石灰玻璃	*T*
S-11	Cs-Sb	光电发射体	石灰玻璃	*T*
S-13	Cs-Sb	光电发射体	熔凝石英	*T*
S-14	Ge	p-n 合金结	石灰玻璃	—
S-16	CdSe	多晶光电导体	石灰玻璃	—
S-17	Cs-Sb	带反射衬底的光电发射体	石灰玻璃	*R*
S-19	Cs-Sb	光电发射体	熔凝石英	*R*
S-20	Na-K-Cs-Sb	光电发射体	石灰玻璃	*T*
↑非标准↑	Na-K-Cs-Sb	带反射衬底的光电发射体	石灰玻璃	*R*
	Na-K-Cs-Sb (ERMAIII)	光电发射体	7740派克斯玻璃	*T*
S-21	Cs-Sb	光电发射体	9741玻璃	*T*
S-23	Rb-Te	光电发射体	熔凝石英	*T*
S-24	K-Na-Sb	光电发射体	7056玻璃	*T*
S-25	Na-K-Cs-Sb	光电发射体	石灰玻璃	*T*
↑非标准↓	K-Cs-Sb	光电发射体	石灰玻璃	*T*
	K-Cs-Sb	光电发射体	石灰玻璃	*R*
	Cs-Te	光电发射体	熔凝石英	*T*
	Ga-As	光电发射体	9741玻璃	*R*
	Ga-As-P	光电发射体	9741玻璃	*R*
	Ga-In-As	光电发射体	9741玻璃	*R*
	Cd-S	多晶光电导体	石灰玻璃	—
	Cd(S-Se)	多晶光电导体	石灰玻璃	—
	Si	p底n层光生伏打	无窗	—
	Si	p-i-n 光电导体	石灰玻璃	—

注：*——带45伏的起偏电压；

*——光生伏打短路响应度；

*——薄片厚度约为150微米。

编号及其有关特性

峰值响应波长 λ_{max}（毫微米）	典型光响应度（微安/流明）	在典型 λ_{max} 处辐射响应度（毫安/瓦）	在 λ_{max} 处典型量子效率(%)	在25℃下光阴极暗发射（毫微微安/厘米²）
800	30	2.8	0.43	900
420	6.5	1.8	0.53	—
400	40	40	12.4	0.2
340	40	53	16.2	0.3
365	3	2.3	0.78	0.13
480	30	20.5	5.3	0.3
450	40	20	5.5	70
440	70	56	15.7	3
440	60	48	13.5	4
1500	12400▲	520▲	43▲	—
730		—	—	—
490	125	83	21	1.2
330	40	65	24.4	0.3
420	150	64	18.8	0.3
530	300	89	20.8	—
265	65	97	31	0.4
440	30	23.5	6.6	4
240		4	2	0.001
380	45	67	21.8	0.0003
420	200	43	12.7	1
400	67	79	24.5	0.02
400	65	54	17	—
250	—	15	7.4	—
830	300	68	10	0.1
400	160	45	14	0.01
400	100	57	17.6	—
510	—	—	—	—
615	—	—		—
860	7650*	580*	83.5*	—
900#	620#	620#	85#	—

3.8 所示. 一种为连续式微道板倍增系统, 如图 3.9 所示, 它是由大量的直径为几十微米的通道管组成的一种蜂窝状结构. 采用微

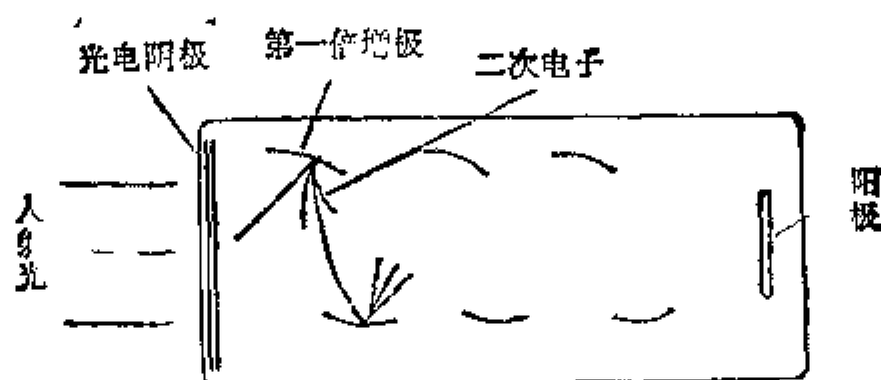


图 3.8 光电倍增管的结构示意图.

道板倍增系统,可以制成机械强度很高的光电倍增管,并且在微道板倍增过程中由于电子的轨迹总长度大大减小, 使光电倍增管的延迟时间不到 1 毫微秒, 大大改善了时间特性.

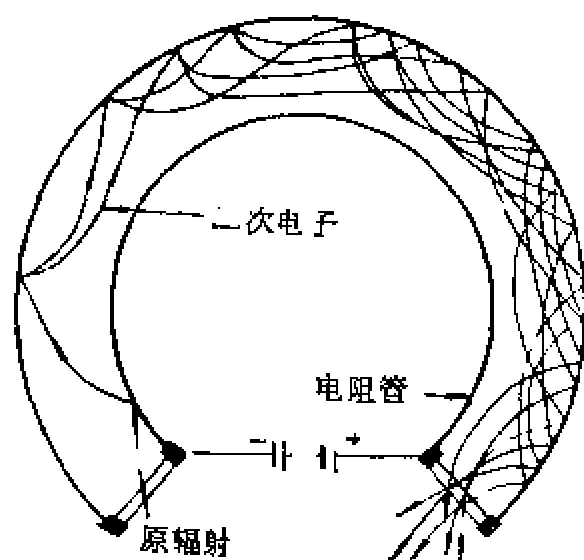


图 3.9 微道板电子倍增管, 实际器件的增益远高于图示增益.

光电倍增管一般有 10—15 个倍增极,倍增系数达10^8—10^{10}. 其倍增系数通常称之为增益. 光电倍增管是一种很好的电子放大器, 它比一般电子放大器增益大、噪声小、线性好、结构简单、工作稳定和寿命长. 故光电倍增管被广泛地应用于天体光度测量与低光强测量的领域中.

光电倍增管有许多类型, 常用的光电阴极有锑铯、氧铯、银氧铯等. 光电倍增管的光谱响应基本上决定于光阴极的性质. 许多光电探测器的相对光谱响应特性已由电子工业协会 (EIA) 予以标准化. 这些光谱响应用 S 加某个数字命名, 如 S-1, S-11, S-20 等. 关于 S 系列的响应以及许多其它光谱响应参阅表 3.1.

（一）光电倍增管信号的两种测量方式

光电倍增管一般可用于两种不同的测量：脉冲计数和电流测量。在前一方式中，每 10^8—10^{10} 个电子组成的单个脉冲被当作一个单位来进行计数，它相当于阴极面上的一个被检测光子。每个脉冲延续 10^{-8} 秒。如果入射光子密度不超过 10^7/秒，脉冲均可被鉴别。第二种方式，测量阳极的电流而不计及电流的脉冲性质。在两种方式中，产生的脉冲数和电流均与入射辐射成正比。无论采用脉冲计数或电流测量，均要求倍增管的增益稳定。采用电流测量时，输出电流等于阴极电流与增益的乘积。增益与倍增极间的电压，即光电倍增管的高压电源有关。高压 V 与增益 M 之间有如下的近似关系：

$$M = AV^n,$$

其中 A 为一常数，n 为倍增极的数目。由此可知，高压电源的稳定度必须比增益稳定度高一个数量级，若要想使增益稳定到 1%，高压必须稳定到 $\frac{1}{n}\times 1\%$ 以上。采用脉冲计数方式时，脉冲的幅度与增益成正比。增益不稳定意味着通过脉冲高度鉴别器的脉冲数将发生变化。所以，不管使用电流测量或脉冲计数方式，在增益发生变化时，各光度测量值彼此间无法进行比较，故光电倍增管的高压电源必须非常稳定。通常采用何种测量方式视研究的问题而定。一般对弱光源电脉冲计数较好，对亮光源则电流测量方式较好。但必须强调，光电倍增管只能在弱辐射流照射下工作，否则容易被毁坏。测量时，应先把辐射流减弱到 10^{-6} 流明以下，才能使用光电倍增管测量。

（二）光电倍增管的基本线路

图 3.10 给出了常用的光电倍增管的基本线路。电阻

$$R_1,\ R_2,\cdots R_{n+1}$$

组成分压器，将高压电源的高压分配到各倍增极和阴极上，为了减

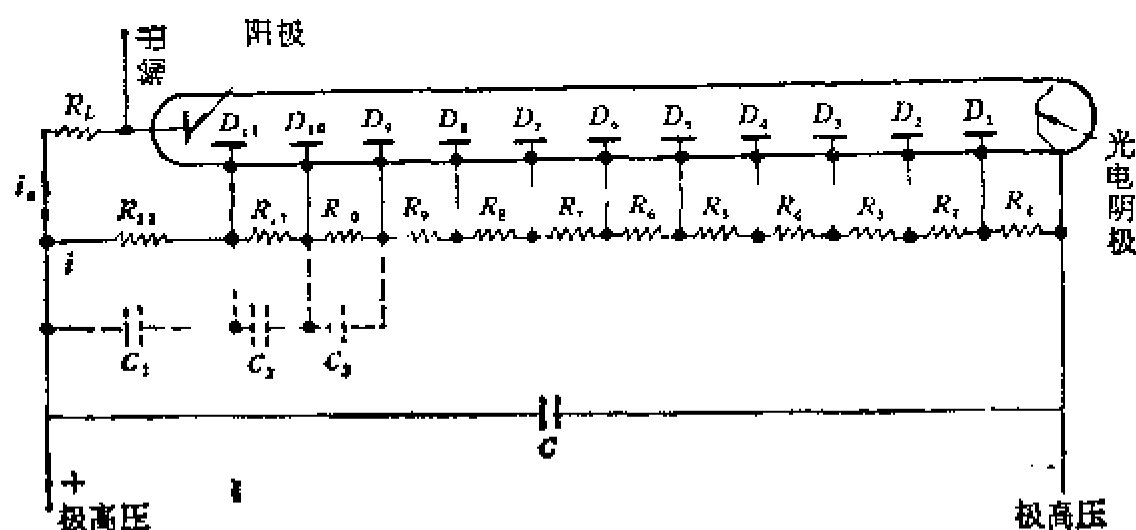


图 3.10 光电倍增管的基本电路.

少这些电阻的耗电，保证光电倍增管工作稳定，这些电阻应选用优质电阻(如金属膜电阻)，每个电阻值可根据产品说明书上给出的标称数值选定．高压电源要稳定(电压稳定度达 0.01%)，其大小应足以保证光电倍增管各极间电压超过饱和电压(一般为75－150 V)，总的外加电压通常在 700－3000 V 范围内．光电倍增管线路中的导线应当绝缘，否则高压下(阴极和阳极间总电压常达 1000－2000V)漏电会造成干扰形成漏电流，使暗电流变大，同时，为防止外界电磁场干扰，导线应当用屏蔽线．

如果光电倍增管用于电流测量，图 3.10 中用虚线表示的电容器可省略掉．往往把电源正极接地，使阳极可以直接接到放大器的输入端而不需要使用隔离电容器．但在脉冲测量时，最好把电源负极接地，因为倍增管的阴极接近地电位往往比阳极接近地电位有更低的噪声．管子输出可通过适当的电容器与放大器相耦合．图 3.10 用虚线表示的电容器，常用来稳定最后几个倍增极在脉冲期间的电压．这些电容器有助于稳定增益和防止饱和．有了这些电容器，使能利用分压电路中很小的电流，从而获得令人满意的性能．这些电容器通过电源去耦电容器对脉冲电压接地．

(三) 光电倍增管的特性

光电倍增管实际上是光电阴极和二次电子流放大器的组合．

因此，光电倍增管的特性主要决定于光电阴极的特性，并且也与二次电子流放大特性有关．下面介绍光电倍增管的主要特性．

1．量子效率与光谱响应

光电倍增管的量子效率与光谱响应主要决定于光电阴极．任何类型的光电阴极，其光谱响应和响应度均取决于所采用的光电发射材料的性能，以及辐射照到光电阴极之前所经过的窗材料的透射特性．

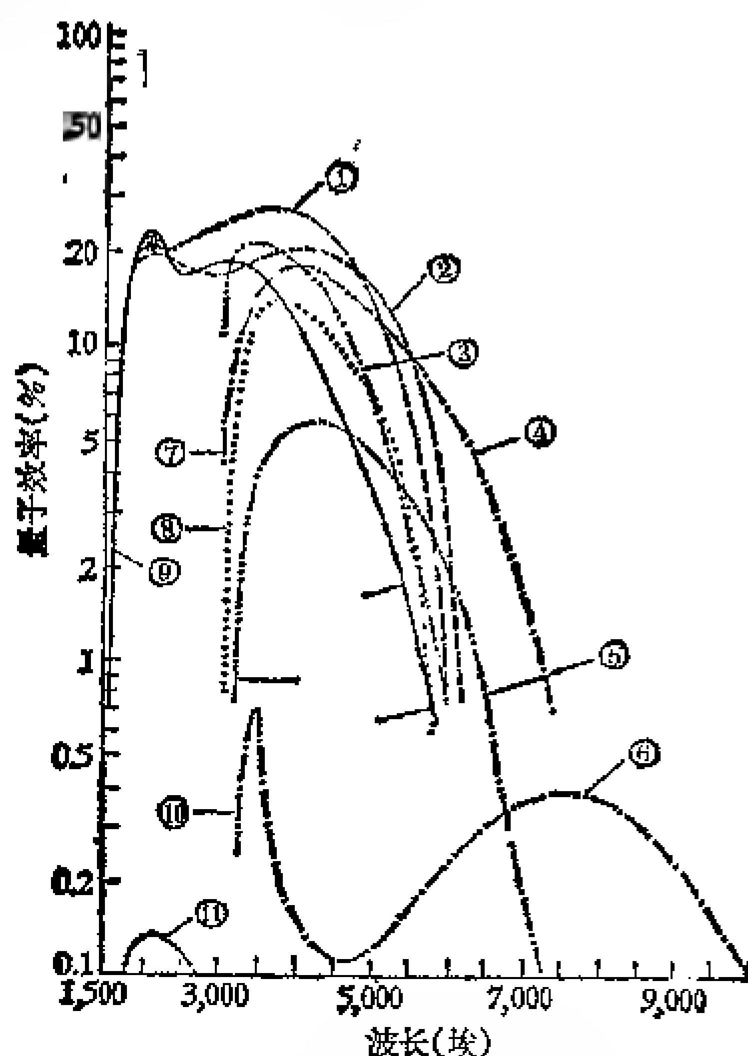


图 3.11　几种光电阴极的光谱响应曲线．

光电倍增管的光谱响应可以绘成相应于波长的量子效率曲线．图 3.11 给出了几种常用的光电倍增管光电阴极的典型光谱响应曲线．其短波响应的极限主要取决于窗材料，而长波响应极限则主要取决于所采用的光电阴极材料的性能．图 3.11 中的量子效率采用对数标尺，这是因为必须容纳很宽的量子效率范围．人

因各个光电阴极的变化很大，因此，图 3.11 中的曲线只是性能的一种近似表示。

光谱响应亦可以表示成每瓦入射辐射所产生的光电流与波长的关系曲线．还可以表示成量子效率与光子能量的关系曲线．

2. 伏安特性

所谓伏安特性即光电倍增管中最后一个倍增极与阳极间的极间电压与光电流间的关系，有时亦称阳极特性．光电流随极间电压变化，在超过饱和电压后，光电流也达到饱和(见图 3.12)．为了保证光电倍增管的线性，阳极与最末倍增极间的电压应不小于饱和电压，若电压过高，曲线反而有所下降，所以，极间电压的分配对光电倍增管的性能有很大影响，特别是第一级和最末级倍增极电压，影响最大。

3. 线性

对探测器而言，线性程度的好坏是一种极重要的特性．一般说来，对一定范围内变化的辐射流，光电倍增管是线性元件．但若辐射流过大，光电倍增管将偏离线性．偏离线性的原因是：(1) 当阴极电流或阳极电流过大(至少几毫安)时，会引起光电阴极或倍增极的疲劳，使响应度在很短的时间里发生变化．(此效应认为是由于电流使电极升温，致使某些铯从表面蒸发所致．当除去光源时，可全部或部分恢复。) 故一般阳极电流应保持小于 10^{-7} 安培．在脉冲工作条件下，疲劳效应通常可忽略，但当阳极电流的瞬时值很高时，会出现饱和，限制了倍增管的线性．(2) 管内空间电荷的影响．(3) 当用电阻分压器供电，光电流较大时，在电阻上产生的电压降也较大，从而影响了倍增极与阳极间的电压分配，以至偏离线性．一般在 10^{-13}—10^{-7} 流明的光照下，线性偏离不超过 3%。

测量线性的方法有：(1) 用若干中性减光板减弱辐射流，测量不同数量级的辐射流 F 照射下的光电流 i，然后作 i-F 关系曲线．但要准确知道减光值(特别是减光数量级很大时)是很困难的．因此可用下面的相对方法．(2) 对较弱的辐射流测量光电特性曲线(这时直线偏离较小)，然后将强辐射流减弱到与弱辐射流

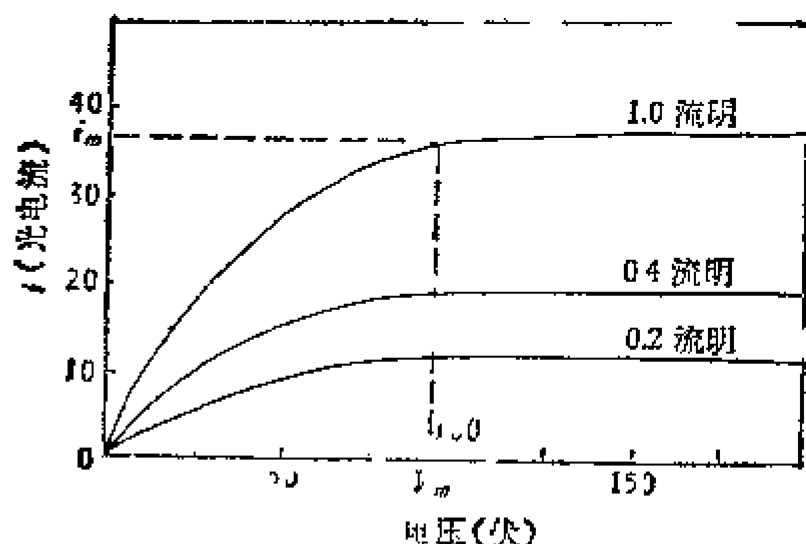


图 3.12 氧铯光电管的伏安特性.

同数量级(不必知道改变的准确值)，同样作光电特性曲线. 若这些曲线彼此平行,则线性偏离可忽略，如不平行则表示偏离线性，不平行的程度反映了偏离线性的大小.

4 暗电流

当在光电元件的阴极和阳极之间加上电压时，即使光阴极完全不受照射,电流值也不等于零,这种电流称为暗电流. 在进行光度测量时,暗电流及其起伏叠加在光电流上,影响测量精度. 这种暗电流的起伏决定着光电倍增管能够检测的最小光量的极限. 天体光度测量中要求选用暗电流小并且稳定的光电倍增管. 造成暗电流的原因是: (1) 光电阴极和第一倍增极的热电子发射(其余倍增极的热电子发射的贡献并不重要). 热电子发射是由于光电阴极物质的热运动产生的，热运动中某些具有大于脱出功能量的电子脱离光电阴极形成暗电流. 这种暗电流与温度的关系为

$$i_{暗}=AT^2e^{-\frac{\phi_0}{kT}},$$

其中 $A=\frac{4\pi m_e k^2}{h^3}$, ϕ_0 为热电子功函数，其它符号具有一般的含意. 在室温下，热电子发射通常是暗电流的主要来源. 若把管子冷却，则暗电流会显著降低(典型的可降低9/10，见图3.13)，大多数光电倍增管冷却到−30℃即可，因为温度再低对降低暗电

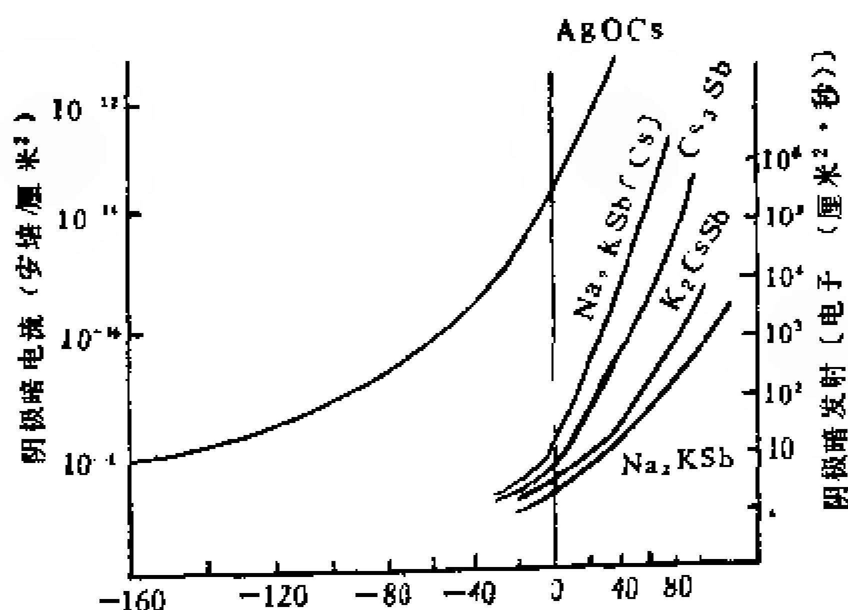


图 3.13 暗流随温度变化曲线.

流并无多大好处．但是，使用银-氧-铯阴极与砷化镓阴极的光电倍增管时，往往需要冷却到液态空气温度．因为这种阴极的热电子发射很大．但是，光电倍增管的冷却带来了一个严重的问题，在倍增管表面，透镜及冷却箱窗口凝结水珠或结冰，有时还会使漏电大大增加，从而使系统的噪声变得很大以至无法使用，或者有时会使光线受阻而不能到达光阴极．如果透镜和冷却箱窗口离阴极面较远，可在其周围绕上小功率电热丝来解决冷凝问题，通常只需要 1 瓦或更小的功率就够了．冷却箱内可用干燥的氮气进行清洗．或者在使用过程中不断进行清洗，或者一次清洗完后，进行密封．冷却的方法是将光电倍增管放在装有干冰(固态 CO_2，−98℃)或液态氮(−196℃)或半导体致冷器的容器中．(2) 漏电流，这是由于极间绝缘电阻不够高，在外加电压作用下，电子沿管壳和电极附近移动而产生的．采用高绝缘的陶瓷管座，清洁管壳，或者在极间加装保护环(不让漏电流通过测量电路)等方法可以减少漏电流．(3) 各电极间的场致发射电子，落到倍增极工作面上，而被倍增产生的阳极电流．(4) 反馈电流．是由光学反馈和离子反馈产生的光子或者正离子，打到阴极上引起的阳极电流．这里的光子，来源于输出极区域中气体电离发光和受激发光，倍增管表

面在一定电流密度的电子流作用下产生的荧光，以及玻璃在散射电子轰击下产生的荧光。运用在空间天文观测中的光电倍增管，由于宇宙线的作用，或者是构成倍增管的物质中固有放射性辐射的作用（主要是同位素 K^{40}），玻璃将产生闪烁光，特别是光学输入窗玻璃对辐射场最为敏感。

此外，显然还有一些未明因素，但是应当指出，上述后几种因素的贡献通常是很小的。光电倍增管是十分灵敏的光电器件，决不能暴露于强光之下，强光照射（即使在曝光时关掉高压电源）会引起暗流增大，若强光照射延续几分钟甚至几小时，将导致光阴极损坏。故在没有接上电源时，光电倍增管也应保存在黑暗的地方。而且，尽管光电倍增管长期保存在黑暗处，当它第一次接上电源电压时，它的暗流也会比标准值高些。这个效应大概是由于绝缘体要达到平衡电位需要一定时间的缘故。好的光电倍增管暗流值约为 10^{-13} 流明的数量级。

5. 噪声

倍增管的噪声主要由暗电流和信号电流二者的统计起伏决定。出现这种起伏的原因是光的量子性质以及光电阴极和倍增极所发射电子的量子性质，使粒子发射数呈统计现象。因电荷到达阳极瞬时速率的起伏而产生的噪声叫做散粒效应噪声，可以把它比作散落在阳极上的雨点，这种噪声的发生称为肖特基(Schottky)效应。光电倍增管输出端的均方根散粒噪声电流由下式给出：

$$(\overline{i_n^2})^{\frac{1}{2}} = M_k\left[(2eIB)\left(1+\frac{1}{s_1}+\frac{1}{s_1s_2}+\cdots+\frac{1}{s_1s_2\cdots s_k}\right)\right]^{\frac{1}{2}},(\text{安}) \tag{3.6}$$

式中 e 为电子电荷，I 为总平均光阴极电流，$s_1,s_2,\cdots,s_k$ 为第一、第二···第 k 级倍增极的二次电子发射系数，$M_k=s_1\cdot s_2\cdots s_k$ 为光电倍增管的总增益，B 为接收的频带宽度。若每一级二次电子发射系数是相同的，则上式可简化为下列近似表达式：

$$(\overline{i_n^2})^{\frac{1}{2}} = M_k\left[(2eIB)\left(\frac{s}{s-1}\right)\right]^{\frac{1}{2}}(\text{安}). \tag{3.7}$$

如果第一倍增极的二次电子发射系数 s_1 不同于其它各倍增极的二次电子发射系数，则

$$(\overline{i_n^2})^{\frac{1}{2}} = M_k\left\{(2eIB)\left[1 + \frac{s}{s_1(s-1)}\right]\right\}^{\frac{1}{2}} (安). \qquad (3.8)$$

由式(3.6)可知，第一倍增极的增益带来的噪声大大超过后面任何级的噪声．当光电倍增管的阴极与第一倍增极间的电位差很大时，使 s_1 很大．由式(3.8)可以看出，当 s_1 很大时，$\frac{1}{s_1}$ 相对于1可以忽略，故光电倍增管的倍增系统可以认为是噪声很小，或基本上无噪声的放大器．若取典型的二次电子发射系数为4，即 $s=4$，由式(3.7)得其均方根噪声电流较之光电管约增加了15%，而光电管加一般电子放大器的起伏则比这大得多，这是光电倍增管的优点之一．为了减小第一倍增极上 s_1 的统计起伏效应，第一倍增极和阴极间可采用比较高的电压，也可以改进该倍增极的电子收集效率，并减小杂散磁场的影响等．如果倍增管前面几级的电子收集效率不高，信噪比(信号电流和噪声电流之比)就会受到影响．第一倍增级和阴极之间使用较高的电压，还有利于缩短输出脉冲上升时间．

噪声电流会干扰信号电流的精确测量，并限制器件的探测率．在天体的测光工作中，由于倍增管的噪声比其它噪声小得多，通常可忽略不计．

6. 时间响应特性

图3.14示出了用 δ 函数光源照射光电倍增管时，光电倍增管的阳极输出．光电倍增管的时间响应本领通常用阳极输出脉冲对 δ 函数光阴极的响应特性来表示．表征探测器的脉冲响应特性最常用的有上升时间 t_r，下降时间 t_f 及半峰值处的总宽度．这些特性如图3.14所示．其中上升时间是最常用的时间质量指标．探测器的上升时间定义为输出波形的10%和90%两点间的时间，一般探测器的响应时间用上升时间来表征．

当光电倍增管接入外电路、所用的负载较大时，响应速率受电

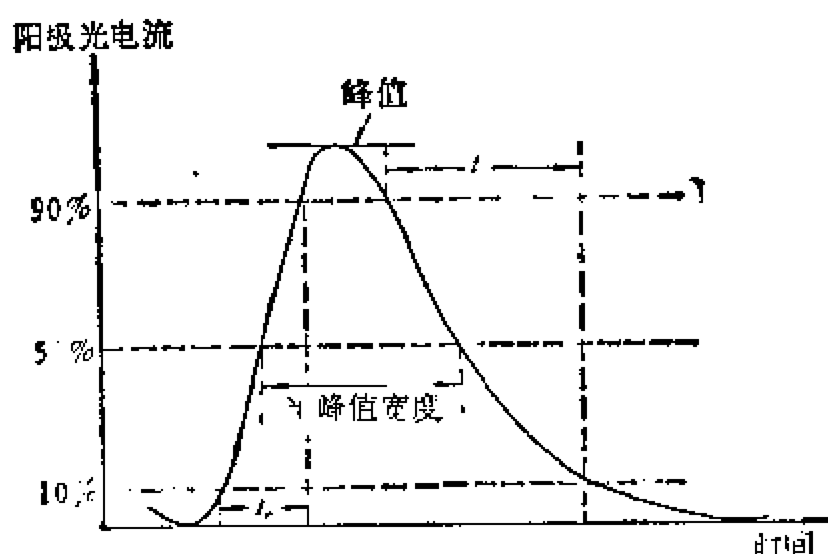


图 3.14　光电倍增管时间响应特性示意图.

路中阻容时间常数的限制. 光电倍增管的响应时间往往是下限值,实际响应时间由电路中的阻容时间常数决定. 研究表明,对于不同的频率,不同的辐射通量,不同的测量线路和测量技术,其响应时间是不同的,因此,仅仅给出光电倍增管的响应时间,只说明了一个量级概念. 表 3.2 给出了不同类型的光电阴极响应时间的数量级,实际上,只有当其测量条件接近于或能外推到实际使用条件时,给出的响应时间才有意义.

表 3.2　几种光电阴极的响应时间

光电阴极类型	实验过的数目	响应时间(毫微秒)	
		最大	最小
S-1 半透明	1	0.50	0.50
S-1 不透明	1	1.9	1.9
S-10 半透明	2	0.45	0.35
S-11 半透明	7	0.40	0.13
S-20 半透明	4 (1 个错误的)	0.70	0.30

由表 3.2 可知, 一般光电倍增管的响应时间为 10^{-8}—10^{-9} 秒的数量级,所以,可用它来有效地记录天体光度的快速变化. 近年来为研究光度快速变化的天体(如脉冲星)而专门设计的快速多通道电光度计,就是以光电倍增管作为辐射探测器的,这种光度计可

以分辨毫秒级的光变细节。

（四）光电倍增管的优缺点

光电倍增管克服了照相底片的很多缺点，其主要优点为

1. 量子效率高。近代光电倍增管的峰值量子效率大约为30%，在火箭和人造卫星上研究太阳辐射用的氟化镁镀层光阴极，其最大量子效率可超过40%。

2. 动态范围大。光电倍增管对变化于0—10^7（或10^8）范围的辐射呈线性反应。

3. 与计算机联机使用很方便。光电倍增管与计算机联机使用后，大大提高了速度和效率。

4. 时间分辨率高。由于光电倍增管增益高，响应时间短，特别适用于观测快速变化的弱电流源。

5. 噪声小。

光电倍增管是很理想的探测器，但它是一种一元探测器，这是它的最大弱点。在一定时间里它只能响应一个像元。例如要测量星团中的每个星的亮度，必须逐个进行。假若要研究一个天体的光谱，必须在分光仪的输出端加上滤色镜或光栏，以便仅通过所要研究的频谱，而要研究不同的频谱时，则必须依次逐个测量。虽然目前已研制了多阳极光电倍增管，它相当于许多很细的倍增管组成的矩阵，但目前也只能做到一百个左右的通道，它与期望值相比，还远远不足。所以，用光电倍增管作分光光度测量将大大地浪费望远镜的使用时间。

二、光敏电阻

光敏电阻是利用半导体材料的内光电效应制成的器件。半导体的能带结构如图3.15所示，它可简单地分为价带、禁带和导带。价带中的电子处于束缚态，而在导带中的电子是自由电子，它对材料的电导率起直接作用。电子从束缚态变成自由态，必须跃过禁带，也即必须获得足够的能量。显然，绝缘体的禁带最宽，而纯净

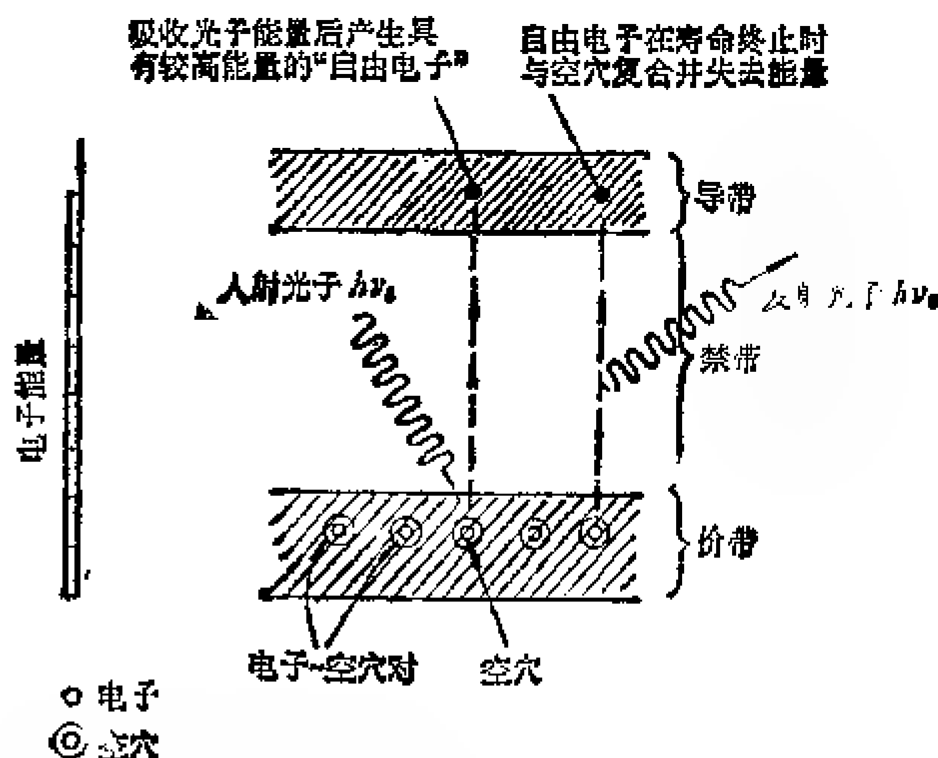


图 3.15 半导体的能带结构.

半导体(又称本征半导体)的禁带比一般绝缘体窄得多，仅有几分之一电子伏特宽，在通常室温下，某些价电子就能获得足够的能量，跃过禁带进入导带中，而这些电子原来占据的位置成了正电荷，被称为空穴．在存在电场的情况下，相邻原子的价电子可用来填充空穴，不过该原子的轨道上又会产生新的空穴．这个新的空穴会依次为另一相邻原子的电子所填充．大量电子这样迁移，其总效果就好象空穴向相反方向运动．因此，在纯净半导体中，由于光子 $h\nu_1$ 的入射而使一个价带中的电子被激发到导带，这就产生了“电子空穴对”载流子，从而使电导率增加．这种电导率称为本征电导率．载流子具有一定的寿命，当寿命结束时，电子与空穴复合进入导带，同时辐射出光子 $h\nu_2$．禁带具有一定的宽度，只要半导体材料是绝对纯净的，不论是电子和空穴都不能停留在这个区域中，当它们欲变成自由载流子时，必须具备跃过禁带所必须的能量．设禁带的宽度为 E，只有当入射辐射的频率大于 E/h 时，才能在半导体中产生“电子空穴对”，从而引起电导率的变化而被检测到．故光电导探测器亦存在一个长波限 $\lambda_0=\frac{ch}{E}$，当入射辐射的波长大于

λ_0时，就不能被检测。

光敏电阻亦称"光导管"。它是利用半导体电导率的改变来检测入射辐射的大小。当辐射照射到光敏电阻上时，光子被具有激发电子和空穴特性的半导体物质吸收，载流子的数目增加，电阻值发生变化，从而使电路中的电流发生变化，辐射信号转变成了电信号。光敏电阻的基本结构如图 3.16 所示。

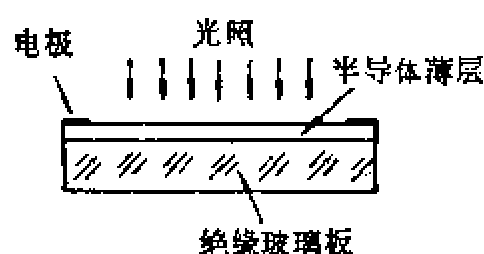


图 3.16 光敏电阻。

用不同材料制成的光敏电阻适用于辐射的不同波长范围。各种不同的光敏电阻，按照它的光谱特性及最佳工作波长范围，基本上可以分为三类：1. 紫外光灵敏的光敏电阻。属于这一类的有硫化镉光敏电阻、硒化镉光敏电阻等。特别是硫化镉光敏电阻，它不仅对于X射线是灵敏的，而且对于γ射线、α和β射线都很灵敏。2. 可见光灵敏的光敏电阻。属于这类的光敏电阻有硒、硫化铊、硫化镉、硫化铋以及锗、硅光敏电阻等。3. 对红外光灵敏的光敏电阻，例如硫化铅、碲化铅、锑化铟光敏电阻，以及掺有杂质金、锑、镁的锗或锗硅合金光敏电阻等。图 3.17 给出了几种光敏电阻的光谱响应曲线。光敏电阻的光谱响应随温度变化很大，低温下光谱响应曲线向长波方向移动，而且响应度也随之增加。

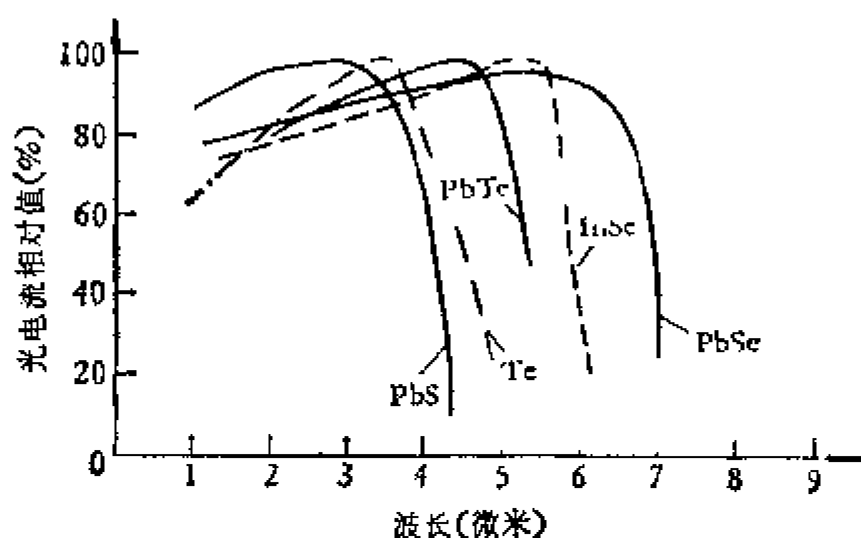


图 3.17 几种光敏电阻的光谱响应曲线。

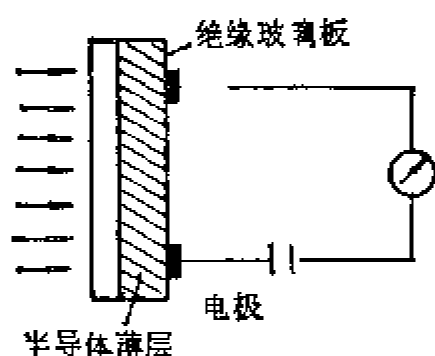


图 3.18 光敏电阻简单测量线路.

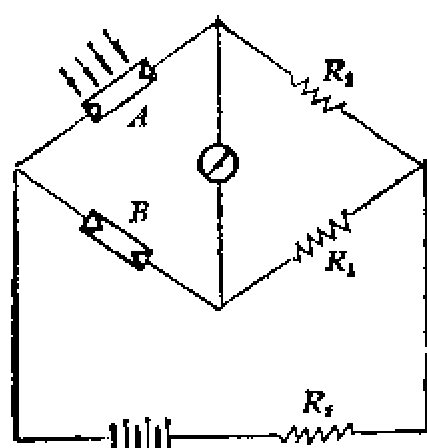


图 3.19 光敏电阻测量线路.

光敏电阻的简单测量电路如图 3.18 所示. 它也可以接入惠斯通电桥的分支里进行测量，见图 3.19. 使一个光敏电阻 B 处于黑暗中，另一个同样的光敏电阻 A 受到光的照射. 这种线路在很大程度上消除了温度和其它外部因素的影响. 更好的方法是把光敏电阻直接接入交流放大器的输入端.

光敏电阻是一种非线性元件，它的光电特性可以用

$$i = AF^{\alpha}$$

来表示，式中 A 是与外加电压有关的常数，指数 α 小于 1，一般为 0.3—0.5.

在光电导探测器中，硫化铅光敏电阻在红外天文观测中有广泛的应用. 关于硫化铅光敏电阻的进一步介绍见第九章的“红外探测器”一节.

三、光电池

光电池是利用半导体的光伏效应制成的器件. 当把 p 型半导体材料与 n 型半导体材料构成同一块晶体时，这两个区域之间的交界层成为 p-n 结. p-n 结很薄，结中电子和空穴都很少，但在靠近 n 型一边有带正电荷的离子，p 型一边有带负电荷的离子，因而在结中形成很强的局部电场，方向由 n 区指向 p 区. 当结上加正向电压(即 p 区加正电压，n 区加负电压)时，n 区中的电子和 p 区中的空穴大量通过，此时电流较大；当外加电压方向相反时，只有

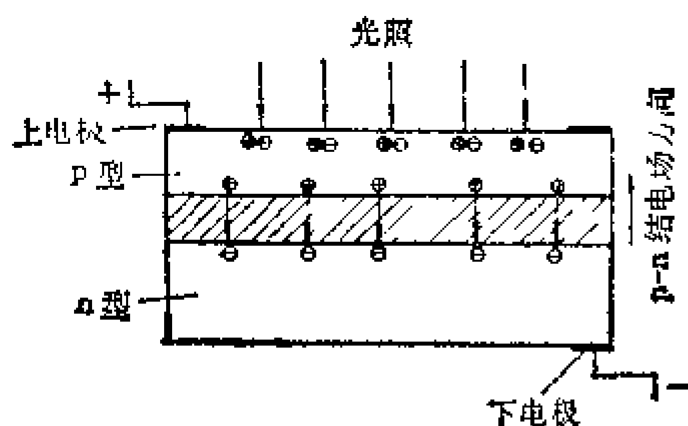


图 3.20 光伏效应.

原来在 n 区中的少数空穴和 p 区中的少数电子能够通过，此时电流很小. 这个狭窄的结区通常称为阻挡层或耗尽层. 当具有 p-n 结的半导体受到光照时，电子和空穴的数目增多，在结的局部电场作用下，p 区的电子移到 n 区，n 区的空穴移到 p 区，这样在结的两端就有电荷累积，形成能维持电流的光生电动势.

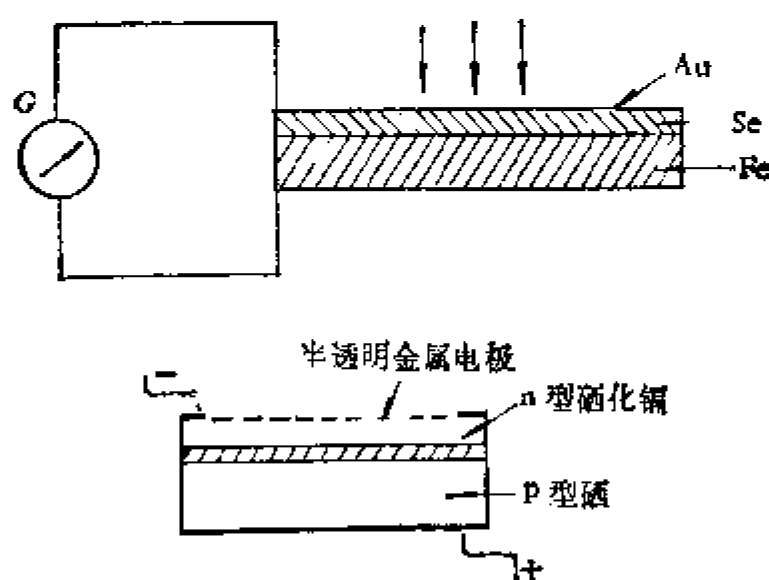


图 3.21 硒光电池.

光电池是使用方便的常用光电器件. 它不需要外加电源. 图 3.21 给出了硒光电池的结构和简单电路. 图中基层铁片作为正极，上面是半导体硒 (S_e)，硒上涂一薄层透明的金膜作负极，在半导体硒与金膜接触面上形成阻挡层. 当辐射透过金膜照射到半导体硒上时，在半导体硒中便产生电子空穴对，由于阻挡层的整流作用，光电子被结电压吸入金膜中，形成过多的电子，而半导体硒内

空穴相对地多起来，于是产生了电动势．光电子通过外电路的检流计，由铁片回到硒从而形成电流．

光电池一般具有良好的线性，强光照射时光电池有疲乏现象，弱光照射时疲乏效应较小．光电池的响应度与温度有关．

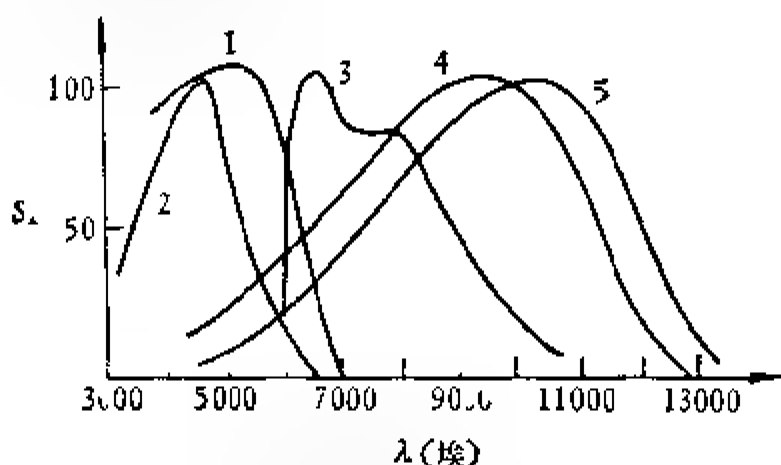


图 3.22　几种光电池的相对光谱响应曲线．
1.硒光电池；2.氧化亚铜(表层)光电池；3.氧化亚铜(里层)光电池；
4.硫铊光电池；5.硫银光电池．

图 3.22 绘出了几种光电池的光谱响应曲线．硒光电池的响应度(色温度为 2800 K 标准灯)为 0.3—0.5 毫安/流明，硫铊和硫银光电池为 3—6 毫安/流明，氧化亚铜光电池为 0.1—0.2 毫安/流明．由此可见，光电池的响应度较高．但是，由于光电池的电容和内阻大，不能配合放大器使用，只能直接用检流计测量，这就限制了它的应用．在天文工作中，只有观测太阳、月亮等亮天体时才使用它．一般实验室中则广泛使用光电池．对紫外光敏感的光电池(如碘化铜，红限 2300 埃，敏度区到 1450 埃)，由于使用方便，通常应用于高空火箭和卫星上进行大气外观测．

§3.4　热辐射探测器

热辐射探测器是利用辐射的热效应制成的器件．当辐射作用到探测器上时，探测器吸收辐射能使热敏材料变热，从而可以由热敏材料特性的变化来反应辐射流的大小．常用的热辐射探测器有热电偶(又名温差电偶)、测辐射热计及热释电探测器等．

热辐射探测器的优点是光谱响应接近于中性，也没有极限波长的限制，线性也较好。它的缺点是灵敏度低、惰性较大。所以，用于天文观测时，只能探测亮天体。在实验室里常用它来测定其它仪器和其它探测器的光谱响应。

下面分别简单介绍几种热辐射探测器。

一、热电偶(温差电偶)

它是利用温差电现象的原理制成的，其简单结构如图 3.23。热电偶是由两种不同的金属(或合金材料、或导电类型不同的半导体) A，B 连接而成。当无辐射照射时，两个接触面 a 和 b 均保持温度 T_0，当辐射照射到工作面 a 上时，a 面会因吸收辐射而变热，温度升高到 T_1(另一接触面 b 温度仍保持为 T_0)，这时，在整个迴路里产生温差电动势

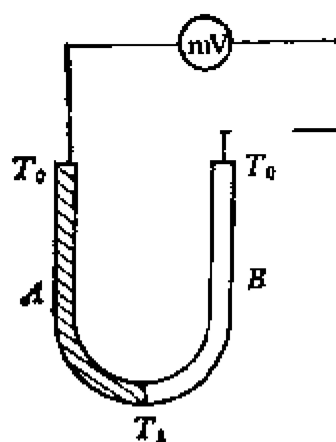


图 3.23 热电偶.

$$\mathscr{E} = \alpha\Delta T,$$

式中 $\Delta T = T_1 - T_0$；α 叫温差电动势率，它表示两个结头的温度相差 1℃ 时 a，b 间的电势差，它的单位是(微伏/℃)。因温度变化与辐射流 F 成正比，故温差电动势也与辐射流成正比。如果在迴路里串接电流计，则由电流计读数便可确定电动势 $\mathscr{E}$ 值。

为了有效地吸收辐射，工作面上往往焊接一块涂黑的金属薄片(受热片)。制造热电偶的材料有锑、镍、铋和锡、康铜、铁等及其合金和半导体。研究表明，金属的温差电效应很弱，对大多数金属，$\alpha < 10$ 微伏/℃，只有极小一部分热能变成电能，效率很低。半导体的温差电效应远比金属显著，温差电动势率高达 1000 微伏/℃以上。半导体的温差电效应是由冷、热两端载流子的浓度和载流子的热运动速度不同所引起的。

将若干个热电偶串联起来，构成热电堆(亦称温差电堆，见图 3.24)。其总电动势为各热电偶电动势之和。热电堆的主要性能

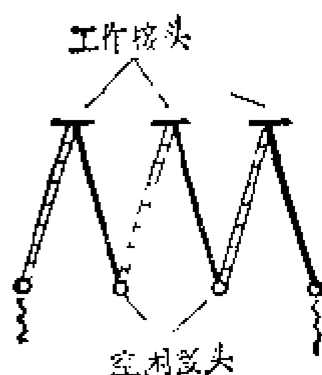


图 3.24 热电堆示意图.

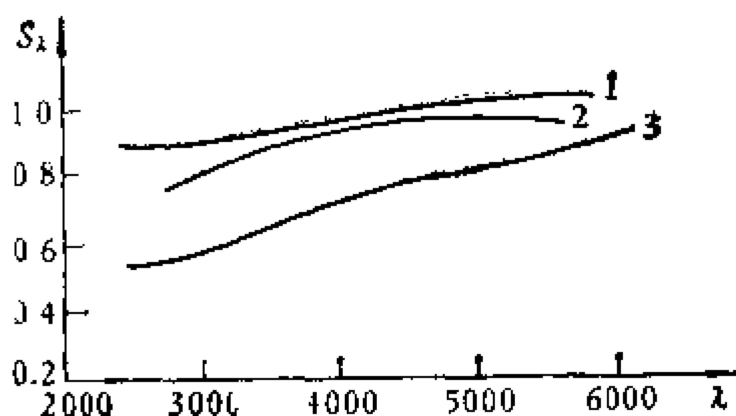


图 3.25 三个热电偶的相对光谱响应曲线.

有光谱响应、响应度、惰性(时间常数)、工作面积、内阻、使用条件及电动势方向等.

热电偶一般说来是中性探测器，但它决非想像的严格中性，图3.25绘出了三个热电偶的相对光谱响应曲线，当采用它们作为中性探测器来校正其它类型探测器的光谱响应时，应注意其"中性"的近似性.

热电偶的响应度为温差电动势与入射辐射流之比，较好的热电堆的响应度在20伏/瓦以上.

热电偶的惰性用时间常数表示. 因为受热片吸收辐射后，需经过一段建立热动平衡的时间，才能达到稳定的温度 T_1，这时，仪表的读数才是正确的，这段建立平衡所需的时间称为热电偶的时间常数，一般热电偶的时间常数为100毫秒左右.

每个热电偶的说明书中都给出受热片的工作面积，在使用时，应适当调整光学系统，使受热片工作面积刚好被照满. 若照射面积过大，则浪费光能，若照射面积过小，容易产生对准误差.

一般用电压灵敏度高的检流计测量温差电动势，如果热电偶内阻为 R_t，检流计的内阻为 R_g，则当检流计直接串联到迴路中时，流过检流计的电流为

$$i=\frac{\mathscr{E}}{R_t+R_g}.$$

由 n 个电动势为 $\mathscr{E}$ 的热电偶组成的热电堆，其总电动势为 $\mathscr{E}_{总}=n\mathscr{E}$，总内阻 $R_{总}=nR_t$，则流过检流计的电流为

$$i = \frac{n\mathscr{E}}{nR_t + R_g}.$$

由上式可见，如果热电偶内阻 $R_t \gg R_g$，则热电堆并不比单个热电偶灵敏。通常，热电偶的内阻 R_t 很小，为几十到几百欧姆，在实际工作中应选择使用内阻大致接近于热电堆总内阻的检流计。

热电偶的噪声等效功率一般可达 10^{-8} 到 10^{-11} 瓦特，目前已制成一种小型灵敏度高的热电偶，接收表面积为 2×0.2 毫米^2，在 $T = 290$ K 时，带宽 1 赫兹的噪声等效功率可达 10^{-12} 瓦特。噪声的主要来源是欧姆电阻的热噪声和热敏元件内温度的随机涨落。

二、测辐射热计

测辐射热计是利用半导体(或金属)的热敏性制成的一种热敏性器件。在没有光、电等因素的影响时，半导体里的载流子是靠热运动来激发的，温度越高，热运动越剧烈，所激发的载流子就越多。温度每升高一度，载流子的浓度约增加几十倍，甚至上百倍，从而使半导体的电阻率随温度的升高很快地下降。这和金属完全相反，金属的电阻率是随着温度的上升而慢慢增大。电阻率随温度的变化用电阻率的温度系数来表示。测辐射热计的工作原理如下：当辐射照射到测辐射热计时，它吸收辐射并转化为热能，使半导体(或金属)的温度升高，温度的升高引起电阻值变化，从而测量其电阻的变化即可求得射辐流的大小。

测辐射热计的主要部件是热敏电阻。所谓热敏电阻其基本结构是一块带有二个电极的半导体(或金属)。测辐射热计的基本结构如图 3.26 所示。由图可知它的主要部分是一层表面涂黑的半导体薄膜(或金属薄片)，也就是表面涂黑的热敏电阻或在热敏电阻前面附加一涂黑的受热片。通常薄膜的厚度在 0.04—10 微米之间。这样的结构可以增加测辐射热计的受光面积而减小它的热容量，以提高测辐射热计的灵敏度。测辐射热计具有体积小，热容量小和灵敏度高等特点。

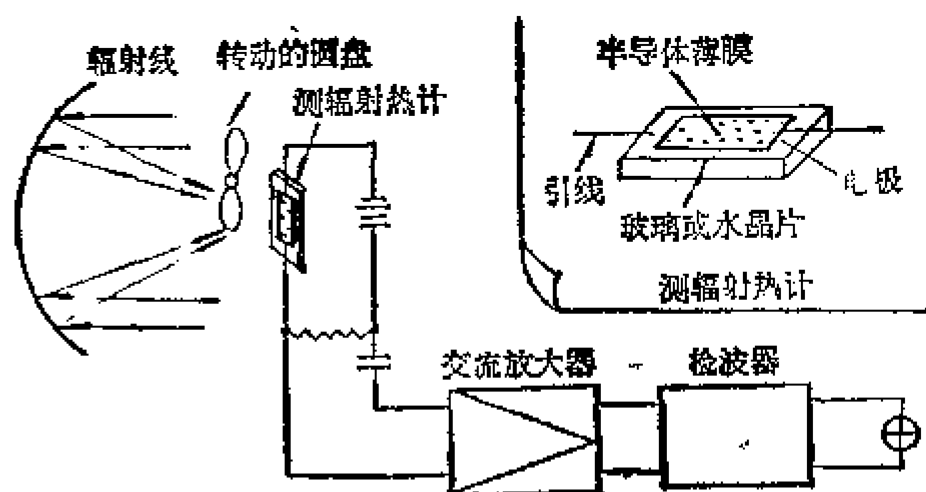


图 3.26 半导体测辐射热计测量线路.

测辐射热计通常装在惠斯通电桥的分支上(如图 3.19),图中 A,B 为两个完全相同的热敏电阻,A 用作测辐射热计. 当 A,B 均不受照射时电桥平衡,检流计 G 中无电流;当 A 受照射, B 不受照射时,电桥便失去平衡,检流计中有电流通过. 电流的大小与辐射流成正比. 有时也将测辐射热计直接接入交流放大线路中(见图 3.26).

热敏电阻具有较大的电阻温度系数. 例如某些半导体制成的热敏电阻,电阻温度系数非常大,当冷却到液态氦的温度时,可达到超导状态,接入交流放大器可记录到 10^{-11} 瓦特的能量. 但热敏电阻在低频时受电噪声的影响较大. 六十年代制造成功的锗测辐射热计是目前红外天文学中应用最广泛的探测器之一. 关于锗测辐射热计的详细介绍见第九章中"红外探测器"一节.

§3.5 二维光电器件

近年来,在天文观测中(主要是对暗天体的观测),二维光电器件得到越来越多的应用. 二维光电器件兼备了照相底片和光电倍增管的优点,所以它是一种更为理想的辐射探测器. 二维光电器件按其工作原理和结构的不同,可分为以下几种: 1. 硅二极管阵,2. 像增强器,3. 电子照相机,4. 电视型探测器. 下面分别给以简单

介绍。

一、硅二极管阵

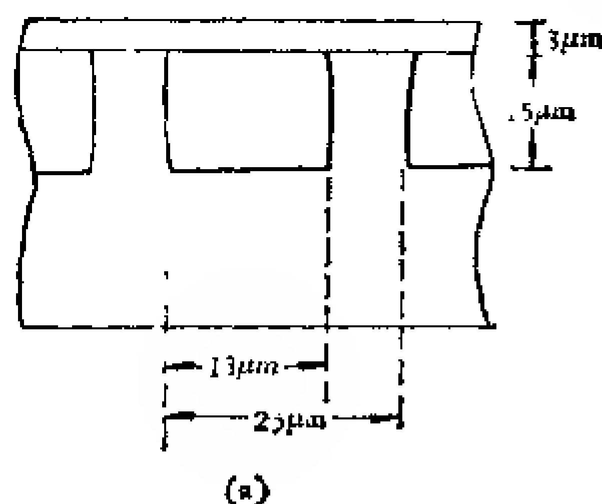
硅二极管是一种 p-n 结光敏二极管．在硅片上涂一层氧化物绝缘层，然后在上面制成电极，形成一个小电容．工作时，先将二极管偏置，即将小电容充电到一定偏压．当受到光照射时，光子的能量使硅片中释放出电子空穴对，二极管因此放电．或者说，入射在硅片上的光产生电荷，在积分周期内被收集和存储在二极管电容内，然后，存储的电荷按顺序转换成视频输出．将很多硅二极管制作在一个很小的面积上，即组成一个硅二极管阵．把这种硅二极管阵曝光于要观测的天体像，像上照度强的地方二极管存储的电荷就多些，照度弱的地方二极管存储的电荷就少些，因此形成了相应的电潜像，测量出这些电潜像各部分的强弱，就测得了待观测天体的光学像．

从原理上讲，硅二极管阵并不难理解，但制造上存在一系列问题，最主要的是如何才能把这些存储在二极管阵内的信息读出来，根据读出方法的不同，主要可分为二类：自扫描硅二极管阵(IDA)；电荷耦合器件 (CCD)。

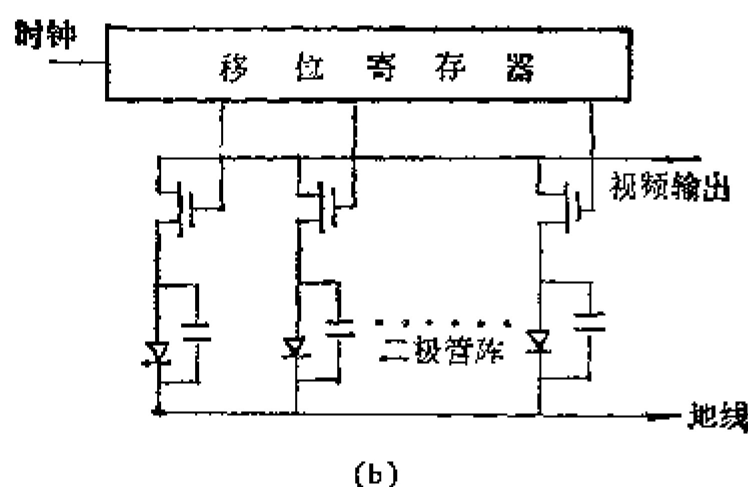
(一) 自扫描硅二极管阵(又称集成型硅二极管阵)

自扫描硅二极管阵是在 n 型硅 (Si) 衬底上扩散一层厚约 15 微米的 p 型硅，构成 p-n 二极管阵列，相邻两二极管的中心距离约 25 微米．在二极管上再扩散一层硅的氧化物 SiO_2，如图 3.27a 所示．对应每一个二极管，再制作一个场效应管开关，通过开关，使所有二极管都和一个公共母线相连．场效应管开关受一个移位寄存器控制，当移位寄存器输入移位脉冲(时钟脉冲)时，在每一瞬间顺次打开每个开关，使每一个二极管顺次和公共母线相通，这样，收集和存储在二极管内的电荷就按顺序转换成视频输出，以供读出。(见图 3.27b)

自扫描二极管阵的典型产品是 Reticon，图 3.28—3.32 给出了



(a)



(b)

图 3.27 自扫描二极管阵示意图.

某一 Reticon 商品的主要特性，由图可见，它的性能优于照相底片和光电倍增管.

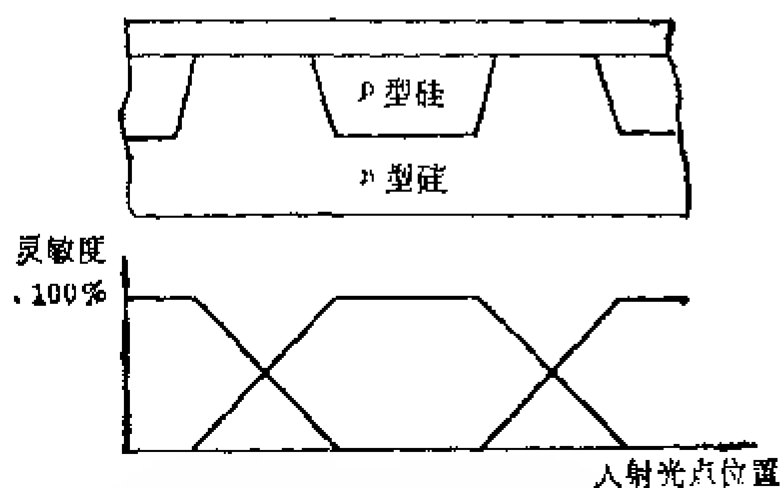


图 3.28 二极管阵列几何位置与响应函数.

这里要指出，二极管阵的视频输出，必须与计算机联用。在计算机科学非常发达的今天，实现自扫描二极管阵与计算机联机使用已是非常容易的事，所以，自扫描二极管阵在天文上已得到了广泛的应用。

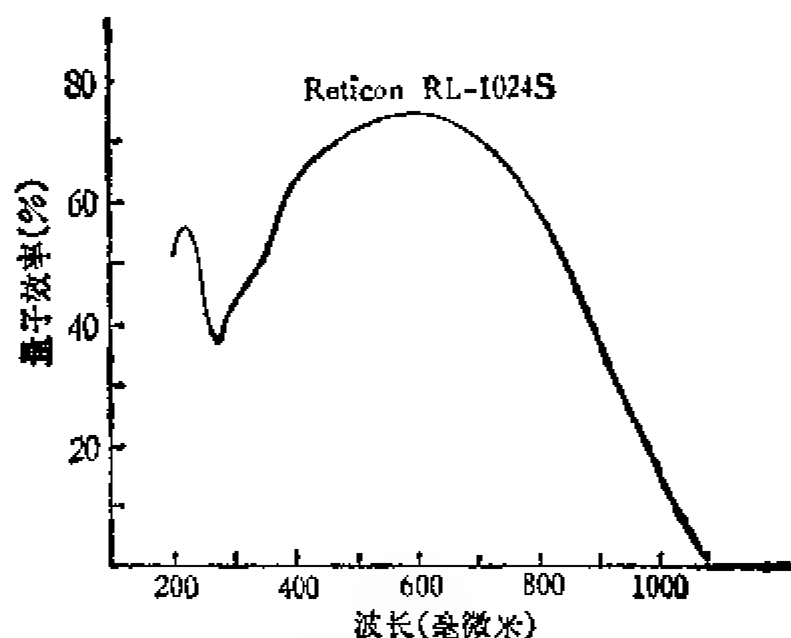


图 3.29 所扫描二极管阵的量子效率

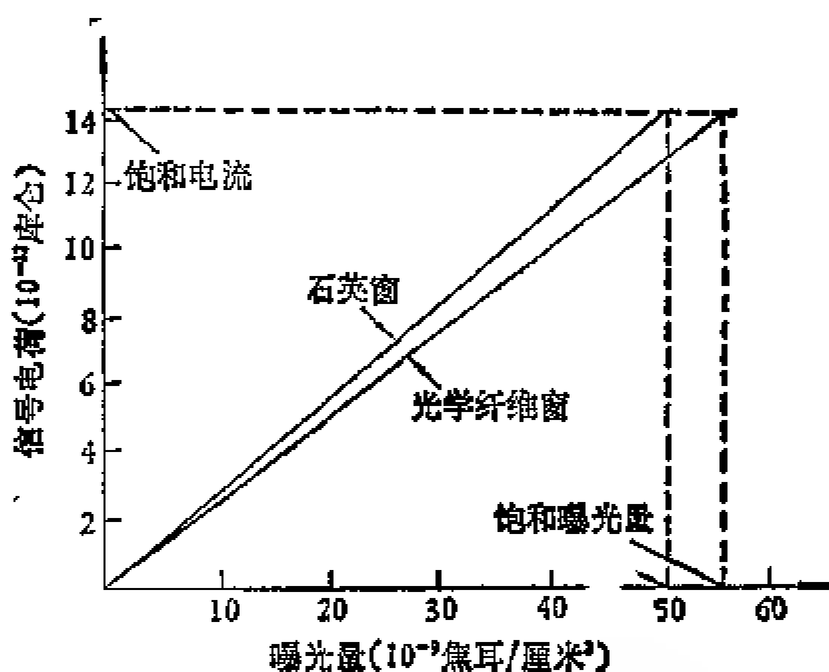


图 3.30 $\lambda = 7500$ 埃时信号电荷与曝光量的关系.

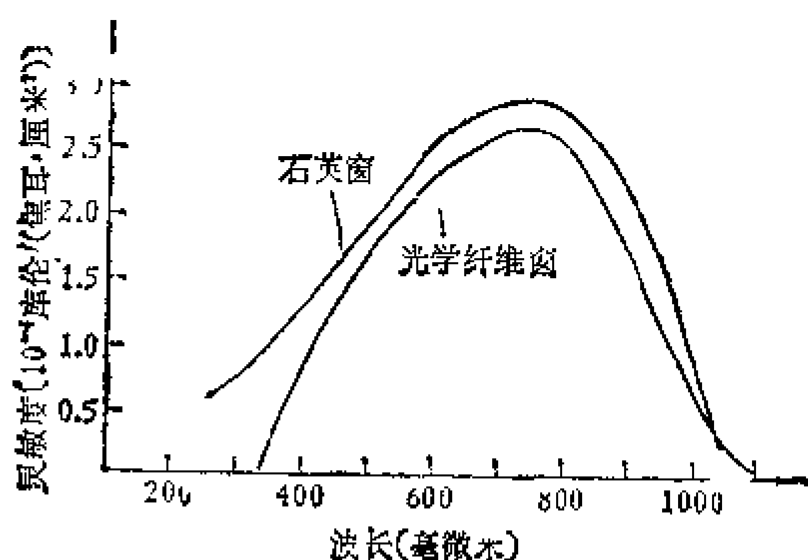


图 3.31 自扫描二极管阵的典型的光谱响应曲线。

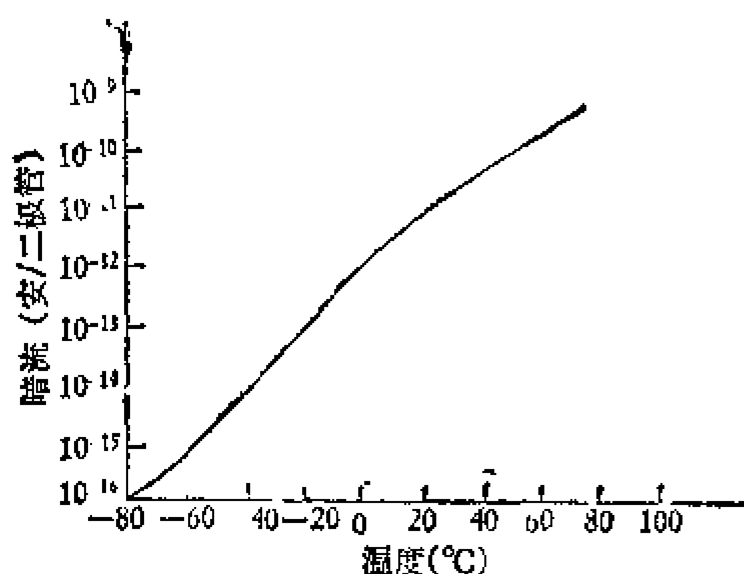


图 3.32 暗流对温度的依赖关系。

（二）电荷耦合器件（CCD）

CCD 是 1970 年由美国贝尔电话实验室首先提出来的，它是在场效应基础上发展起来的一种新型半导体光电器件，它具有体积小、成本低、集成度高、工艺简单及通用性大等优点，因此，它一出现便立刻受到普遍重视，在摄像、存储、模拟延迟等领域已有着非常宽广的前景。

CCD 的基本结构是在 p 型（或 n 型）衬底表面生长一层绝缘层 SiO_2，约 1200 埃厚，然后，用光刻技术在 SiO_2 上制造一系列间

隔很小(<3 微米)的电极,形成金属-氧化物-半导体电容(即 MOS 电容)阵列,通过金属化布线,形成三相结构,如图 3.33 所示。二相脉冲驱动法因省掉了 IDA 器件中一大堆开关和内部接线,而使输出线的分布电容大大减少(CCD 的输出电容仅 0.02 微微法拉,而 IDA 则为 50 微微法拉)。因为场效应放大器的噪声和这一电容成正比,所以 CCD 的读出噪声比 IDA 小。

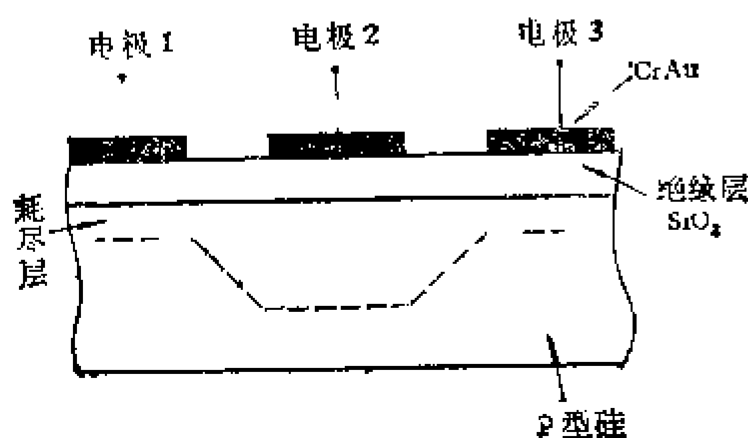


图 3.33 CCD 的结构.

在 p 型(或 n 型)半导体制成的金属-绝缘物-半导体结构的金属电极上,施加一电压 V(V 应大于相应的绝缘栅场效应管的导通电压,若是 n 型半导体则加负电压),则可在 p 型半导体的表面感应出 n 型反型层,电压 V 使半导体表面形成耗尽层,它把半导体和绝缘层分割开来。经过一段时间后,由于热运动的结果,电子不断向半导体表面补充,结果耗尽层变薄,于是在半导体表面形成 n 型反型层。所以,在电极上加电压后,并不是表面立刻就形成了反型层,而是需要有一个过渡过程,在此过渡过程中,半导体处于非热平衡状态,这里的非热平衡状态,就是深耗尽状态。

当在器件表面的某一电极加上电压 V_G 时(对于 p 型衬底的 n 沟 CCD,施加正电压,对于 n 型衬底的 p 沟 CCD 施加负电压),在该电极下面就形成一个势阱,于是代表信息的少数载流子才有可能存储在深耗尽状态的势阱中。势阱的深度决定于所加电压 V_G 和少数载流子的数目。

在 CCD 器件的工作过程中，表面势阱中的少数载流子是由外界作用产生的，例如 p-n 结正向注入或光注入。应用于天文上的 CCD 是光注入。CCD 器件受到光的照射时，半导体吸收光子，产生电子-空穴对，这时，少数载流子被吸引到势阱中，光愈强，产生的电子-空穴对就愈多，势阱中收集的载流子数也就愈多，反之，势阱中收集的载流子数就愈小。因此，势阱中载流子的多少，或者说势阱中载流子电荷的多少，反映了光的强弱，进而，反映了天体像的明暗程度，这样就实现了光辐射信息和电信息之间的转换。

如何读出光辐射信息转换的电信息，或者说，怎样取出这幅电子图象，最简单的是三相结构法。它是用三个位相差 1/3 时钟脉冲周期的脉冲来驱动的，电极 1，4，7，……与第一个时钟脉冲 V_1 相连，电极 2，5，8，……与第二个时钟脉冲 V_2 相连，电极 3，6，9，……与第三个时钟脉冲 V_3 相连，如图 3.34a 所示。三个时钟脉

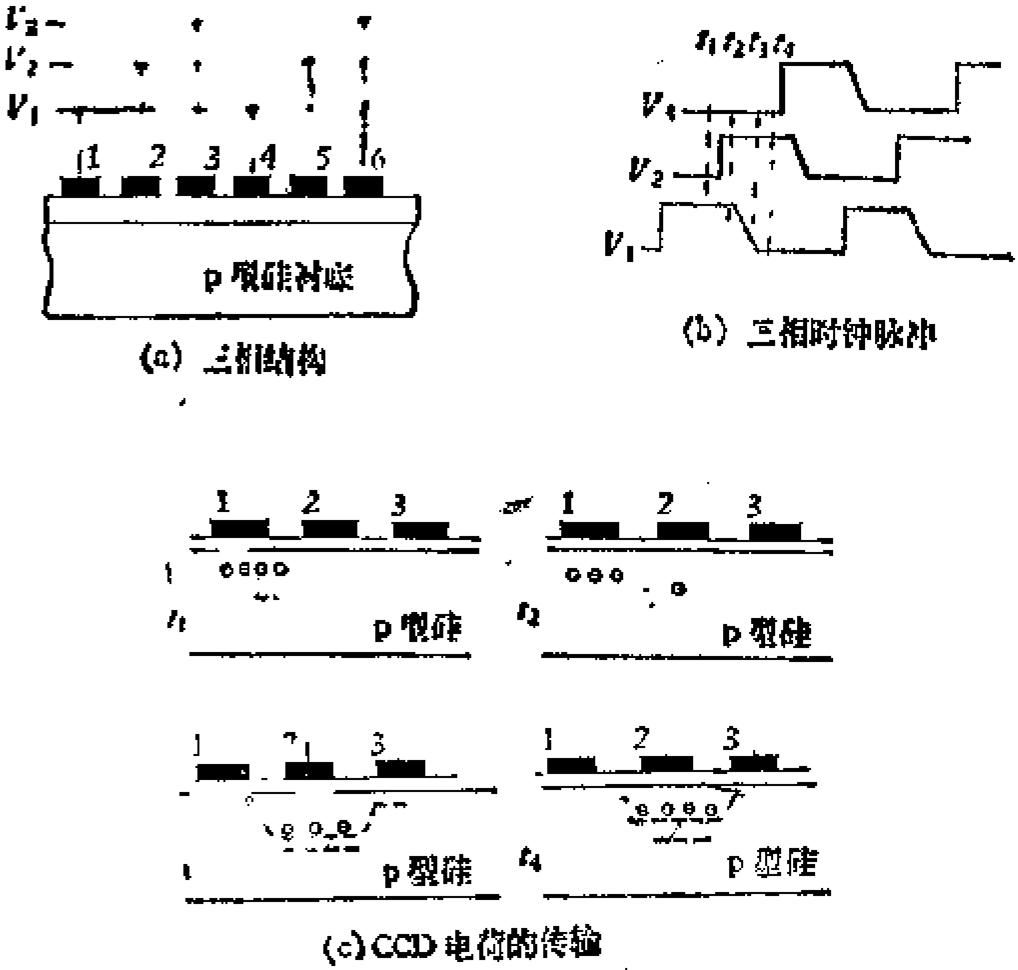


图 3.34 CCD 的工作原理.

冲电压如图3.34b所示. 在图3.34b中的时刻t_1，V_1有最大值，这时，电极1，4，7……下面的势阱最深，当有少数载流子时，势阱变浅. 在时刻t_2，V_2上升，但V_1并未下降，由于势阱1下面有电荷，势阱浅些，因而可使电荷从电极1下面的势阱向电极2下面的势阱转移. 到时刻t_3，V_1下降，电极1下面的势阱更浅，有更多的载流子电荷转移到电极2下面的势阱中. 在时刻t_4（这里$t_4-t_1=\frac{T}{3}$，T是时钟脉冲的周期），如果没有损失，则电荷全部转移到电极2的下面. 依次类推，在$t=t_1+T$时，注入的信号电荷可从电极1下面的势阱中转移到电极4下面的势阱中，即完成了一个完全转移. 其传输过程见图3.34c. 如果是用数字信号，三个电极的长度即代表"位"的长度. 用三相时钟脉冲，是为了在任何时刻都能形成不对称的势阱，使电荷作定向转移.

CCD主要的参数有电荷转移的损失率（或转移效率）、存储时间以及暗流、噪声、耗散功率等，其中最重要的是信息电荷的传输效率.

设某个时刻在某电极下的信息电荷量为Q，转移到相邻另一电极下的电荷量为Q_1，则比值

$$\eta=\frac{Q_1}{Q}$$

称为转移率. 通常要求η尽量接近于1. 很显然，当信息电荷转移过N个电极之后，总的转移率应为η^N. 目前，实用的CCD器件转移率已达99.9999%以上. 影响转移率的因素很多，属于光电器件本身的，主要有本征转移损失和界面态的俘获等. 进一步提高转移率是CCD研究中的一个重要课题，因此，正在发展一些新的CCD结构.

通常把热运动产生的少数载流子叫做暗电流，暗电流填满电极下面势阱的时间称为存储时间，它可以通过MOS电容随时间的变化来测量. 存储时间对用于摄像的器件是非常重要的. 由于在光照时，时钟脉冲停止且保持在一定的直流电平上，使硅表面维持深耗尽状态，把光子产生的少数载流子收集在势阱中. 在耗尽

区,以及耗尽区附近一个扩散长度内的少数载流子皆可被收集,收集的少数载流子的数目与光强成正比。这段时钟脉冲保持在恒定值的时间称为积分周期,积分周期结束后,时钟脉冲把存储的少数载流子扫到输出端,然后进行放大或读出。为了使热产生的少数载流子不致影响真正的光信号,积分时间要比存储时间短,一般在毫秒量级。可在黑暗中进行积分与读出来研究 CCD 的暗电流分布。

CCD 适用于低光强,故它一问世就受到天文界的广泛重视。目前已成功地制成了 400×400 像元的 CCD 器件,噪声低达每像元 15 个电子。 它已被广泛应用在恒星物理和星系物理的研究工作中,特别对河外星系的研究。在太阳光谱以及实验室里也被广泛应用。应用 CCD 可检测到天王星的暗弱光环,可探测的极限星等高达 24 等。

综上所述,二极管阵的主要优缺点如下:

优点:

1. 量子效率高。 一般二极管阵量子效率可达 60% 以上,红区峰值可达 80%,且红敏极限达 11000 埃以上。

2. 空间分辨本领高。硅二极管阵的空间分辨率决定于阵列的管距,目前,一般可做到 20 到 30 微米^2,与照相底片的空间分辨率相当。

3. 动态范围大。 一般可达 10^4—10^5,远优于照相底片。

4. 工作范围内,线性响应好。

5. 有较好的累积效应,在冷却情况下,可以累积几小时。

缺点:

1. 无内部增益,必须配备放大系统。

2. 紫区响应较差。

3. 需要冷却使用,以降低暗流。

二、像增强器

像增强器又叫像管,是一种微光探测器,在军事方面有广泛应

用．在天文观测中，像增强器可以用来拍摄暗星、星云及河外客体的光谱．在可见光谱区，像增强器可使曝光时间缩短到照相观测的百分之几到千分之几．像增强器可用来研究快速变化的脉冲星，它的时间分辨率优于 10^{-12} 秒，理论上可以进一步提高到 10^{-14} 秒．

像增强器主要是由安装在高真空管壳内的光电阴极、电子透镜(有静电聚焦和磁聚焦两种)、荧光屏三部分组成．其基本结构见图 3.35．光电阴极将望远镜物镜在其上所成的光学像转变成电子像，电子透镜将电子加速并聚焦于荧光屏上，产生增强的像(见图 3.36)，通常可用照相方法记录，由照相物镜把荧光屏上的像成在照相底片上．如果光电阴极的量子效率为 10%，则可得到 50—100 倍的亮度增强，相当于望远镜口径增大 7—10 倍．

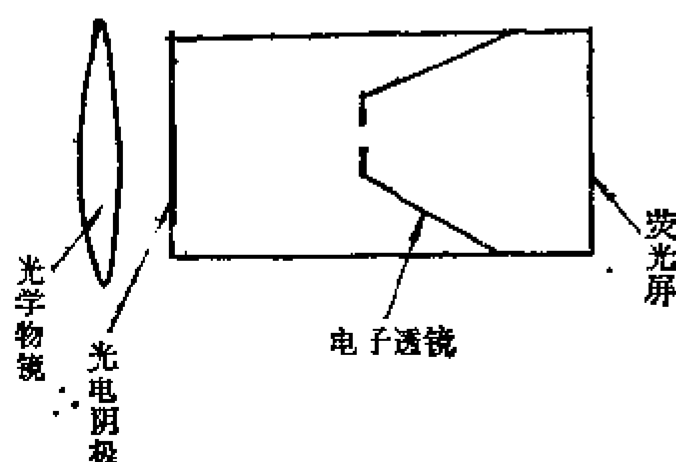


图 3.35　像增强器示意图．

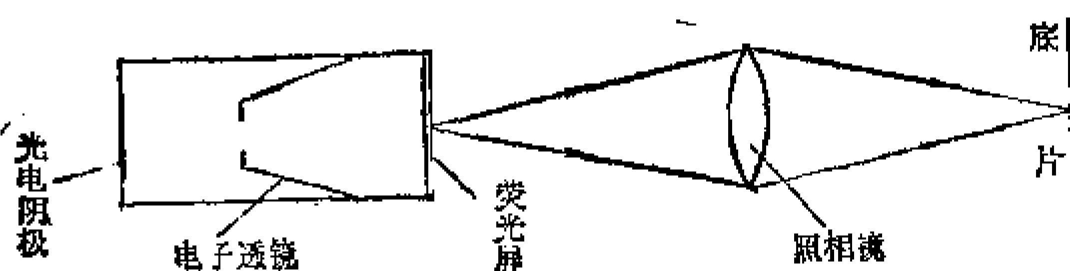


图 3.36　像增强器工作示意图．

单级像增强器的亮度增益通常约在 50—100 之间，将几个像增强器耦合起来，级间耦合可以用透镜或光纤维板以及荧光屏-光

阴极夹层，这种多级像增强器可以获得 10^5—10^6 的亮度增益。

天文上常用的像管有卡拉奇像管，其定型产品有 RCAC 33011 和 RCAC 33066，都是二级像增强器，阴极直径 38 毫米，用磁场聚焦，光增益达千倍，适用于拍摄低色散的光谱。这两种像管的缺点是耦合透镜使增益大为降低，且限制了空间分辨率。为提高光增益，研制了三级像管 RCAC 70021 SP 2，已用于拍摄类星体等暗弱天体的光谱。还有用光学纤维耦合的像增强器 WL-30677，WL 30957，F 4708 等几种。这些像管因为是级间耦合，故增益损失小，散射光效应也相当低，所以直接用它们拍摄星场，记录日冕和拍摄星云光谱等。

单级像增强器像分辨率一般为 80—100 线对/毫米，多级像增强器只有 20—50 线对/毫米。像增强器的光谱响应曲线决定于光阴极材料，一般在红光和红外光谱区内有较高的量子效率和良好的反应。由于普通照相底片在红外光谱区灵敏度较低，故对于天体红外光谱的研究采用红外敏感的阴极像增强器是非常有效的。

三、电子照相机

电子照相机主要由安装在高真空管壳内的光电阴极、电子透镜和照相底片三部分组成。电子照相机装在望远镜上时，它的光电阴极位于物镜的焦面上，映在它上面的光学图像，由于外光电效应而变成电子像，再通过电子透镜的聚焦和加速，使形成电子像的光电子获得几万电子伏特的能量，这些光电子作用在很敏感的电子乳胶上，产生亮度增强的电子像。

最先用于天文观测的是拉尔芒型电子照相机，其结构见图 3.37。全部部件安装在一个真空容器中，图中 1 为入射窗口，下面是光电阴极支架，4，5，11 为静电聚焦系统的电极，它们构成了电子透镜；12 为照相底片盒，内装电子照相胶卷，胶卷由电磁铁 6 来转动，杜瓦瓶 13（常装液态氮）用以冷却胶卷，防止胶卷逸出气体污染真空。工作前，光电阴极 10 装在小瓶 9 中，工作时，电磁铁 7 控制铁锤 8，打碎小瓶 9，接着电磁铁 2 吸动推杆 3，把光电阴极 10

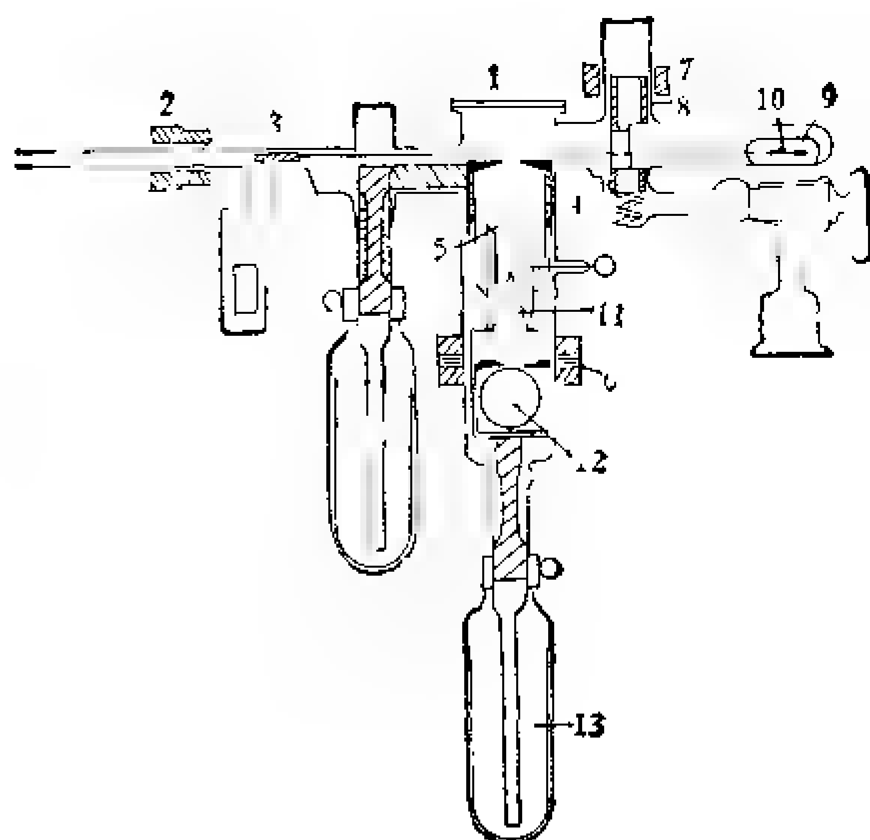


图 3.37　拉尔芒电子照相机.

带到窗口下的支架上。于是，当天体辐射透过入射窗口 1，成像在光电阴极 10 上时，由光电阴极飞出的光电子便被电子透镜聚焦，成电子像于胶卷上。由于强电场作用，光电子以很大能量（25—30 keV）打到电子照相底片的乳胶上，使乳胶感光。胶卷拍摄完毕后，按一般照相方法进行显影、定影等冲洗工作及测量。下一次观测必须重新安装新的光电阴极和胶卷，并抽真空。显然，电子照相机每次工作前的准备工作非常麻烦，甚至长达 8 个小时。

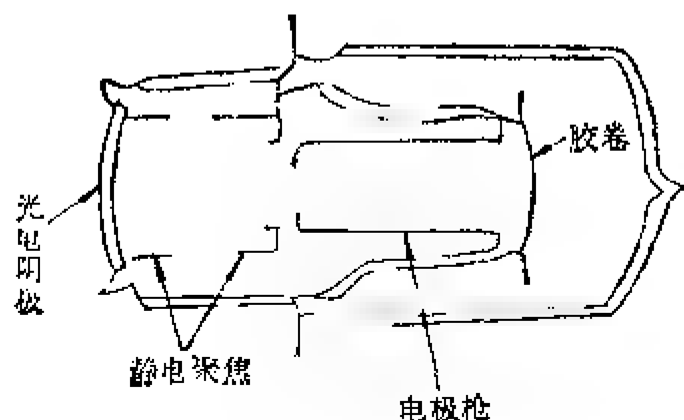


图 3.38　美国海军电子照相机.

近年来出现了改进的电子照相机，如“美国海军电子照相机”，见图 3.38；“云母窗电子摄像管”，见图 3.39；克朗式电子照相机等。

在天文观测中使用电子照相机的优点有

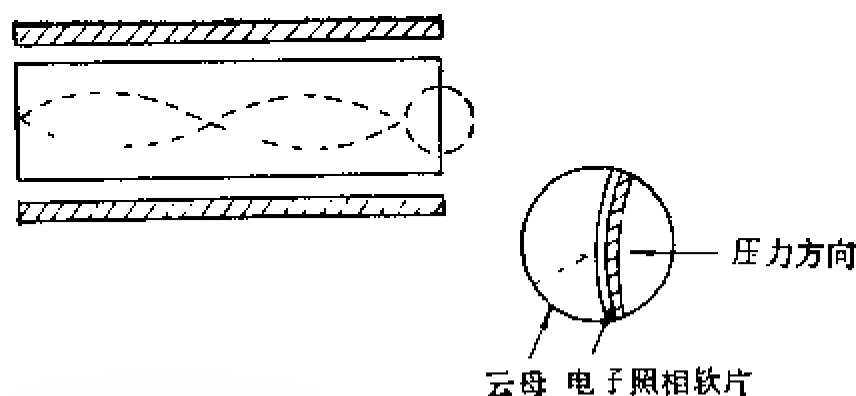


图 3.39　云母窗电子摄像管.

1. 量子效率高. 在一般波段可达 10%，它可以记录单光子事件，达到了探测器灵敏度的理论极限.

2. 动态范围大. 因为光电阴极和电子照相乳胶的线性都比一般照相乳胶好，范围也大. 一般底片特性的直线部分不超过两个量级，测量精度为 5%，使用电子乳胶后，线性区宽度可达 5—6 个量级，测量精度为 1%，使底片定标大大简化.

3. 探测率和分辨率高. 电子照相采用核物理中使用的超微粒底片，颗粒极细，信息量大，分辨率可高达 200 线对/毫米以上，且没有互易率失效的问题.

电子照相机能高效率地同时记录整个观场上所有天体的精确图象，非常适用于暗弱天体的测光和分光光度测量. 为说明电子照相机的特性，举下面两个例子：1. 将电子照相机装在 1.2 米反射望远镜的摄谱仪上，拍摄猎户座大星云的光谱，曝光两分钟即可，若用普通底片，需曝光 12 小时，感光速度增益 360 倍. 2. 若将电子照相机装在 61 英寸望远镜上，拍摄星团 M_{13}，曝光 1 小时，拍得 $23^m_.6$ 星，这相当于 200 英寸望远镜的极限星等. 由此可见，电子照相机可用于观测密近双星，致密星系，弥漫星云以及拍摄类星射电源等暗弱天体的高色散光谱等. 然而，电子照相机仍存在因使用底片而引起的缺点，这是电子照相机的不足之处.

四、电视型探测器

电视型探测器是将望远镜所成光学像上各部分的亮度，依次

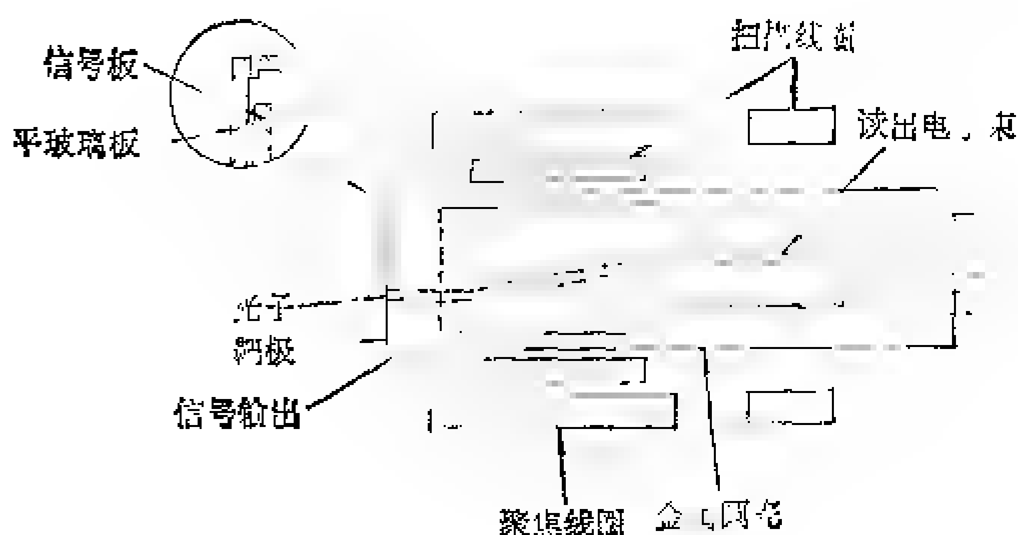


图 3.40 光导摄像管示意图.

转换成强弱不同的视频信号，然后，根据需要将这些信号或者记录在磁带上，或者存储于电子计算机中，或者在接收机上使其再转换成可见图像.

天文工作中常用的电视摄像管叫做光导摄像管，它是应用内光电效应的光电器件，其结构如图 3.40 所示. 由光电阴极出来的电子像经电子聚焦系统聚焦，成像于靶极上. 靶极包括涂在窗口内侧的薄透明导电信号板和一片几微米的薄光敏电阻层. 没有光照射时，扫描束使靶极电位和阴极电位相同，光照后，旁路电阻变小，电容通过电阻放电. 在一帧累积时间内，各像元放电完毕后电容两端的电位差和累积的光强成正比，形成潜像，下次扫描时各像元重新充电. 充电电流从信号板输出，形成电信号. 这种光导摄像管本身没有增益，一般需要几千勒克斯的光照才能工作. 但是，它的噪声较小，累积性能较好，美国"水手 6 号"和"水手 7 号"宇宙飞船都用它发回了火星表面照片.

但是，一般的光导摄像管灵敏度较低，不能很好地满足天文观测的弱光源、高精度及低噪声的要求，故必须在摄像管前加装像增强器来对光学像加以预放大. 目前，已制成几种弱光强下工作的电视摄像管. 天文工作中常用的是硅靶摄像管和二次电子导电摄像管，图 3.41 给出了它们的示意图. 这两种管子除靶极材料不同

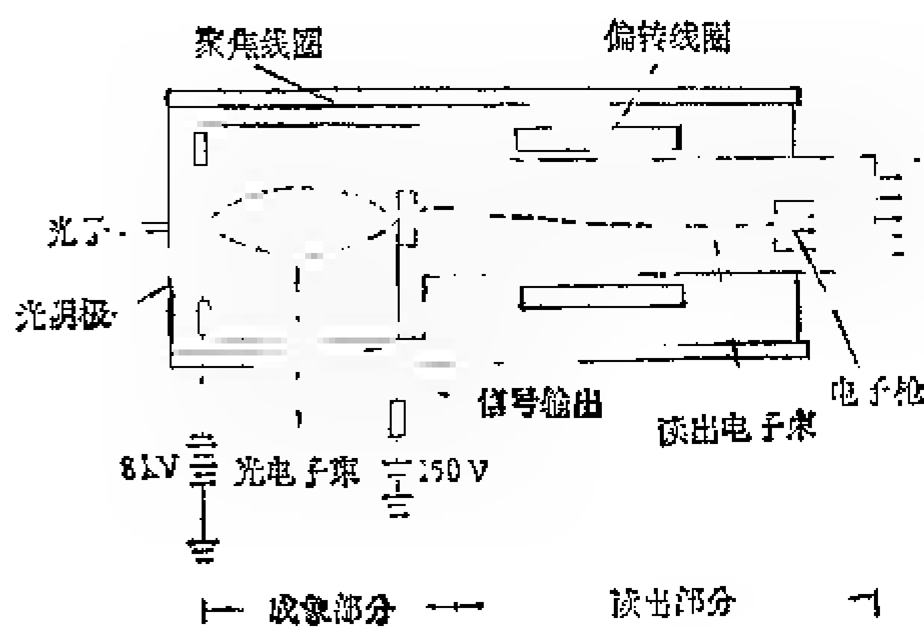


图 3.41　二次电子导电摄像管和硅靶摄像管.

外，其它结构完全相同. 光电子聚焦在一个特殊的靶上，这个靶在扫描工作开始前就已经提供了较高的增益. 硅靶摄像管的靶是一层极薄的硅片，上面形成紧密排列着的 *p n* 结二极管阵列. 二极管的中心距为 14 微米. 当被加速到约 10 千电子伏的初级电子撞击靶面并导致电子-空穴对成倍分离时，可获得 1000 或更高的增益. 在二极管的 *p* 型侧收集空穴，此处的电荷为扫描电子束所中和. 信号从靶的背板上读出. 二次电子导电摄像管的靶是一个半

表 3.3　二次电子导电摄像管和硅靶摄像管的特性

特　　性	硅靶摄像管	二次电子导电摄像管
成像对角线(毫米)	16	25
典型面板照度(勒克斯)	0.5	0.035
响应度(微安/流明)	4350	1.35×10^4
典型信号电平(毫微米)	300	150
中心分辨率(电视线，单位像高)		
滞后(幅面比 4:3)(第三场%)	8	3
输出暗电流(毫微安)	8.5	0.001
景内动态范围	50:1	50:1
光电导体材料或光谱响应	Si	S-20

表 3.4　几种探测器性能的比较

元　件	目前二极管阵	可望二极管阵	照相底片	光电倍增管	备　注
量子效率	60%	>80%	<1%	30%	
光谱响应	0.2—1.1微米	<0.2—1.2微米	0.3—0.65微米	0.3—0.9微米	
最大信号	10^5	10^6	10^4	10^8	光量子/像元
最小信号	几百	<100	<500	光子极限	光量子,像元
线性范围	10^4	10^3	10^2	$>10^7$	
像元尺寸	20×20微米	<10×10微米	<10微米		
阵　列	500×500	>1000×1000	$>10^4\times10^4$	1	
记录方式	电	电	银粒	电	
冷　却	可冷却	不必冷却	不必冷却	不必冷却	
内部增益	无	无	减小	10^6—10^{10}	

多孔性氯化钾薄层，它靠内部二次电子发射提供增益。所得典型电子增益高达 100。和硅靶相仿，信号从靶背板上读出。这种探测器的特点是灵敏度高，不足之处是响应特性呈非线性，且动态范围也有限。在阿波罗登月飞行中，已成功地使用硅靶管作为彩色摄像管。当像增强器与硅靶管耦合时，能在极低的微光条件下工作，此时仅受光电子噪声限制。关于二次电子导电摄像管和硅靶摄像管的重要特性见表 3.3。

目前，还有一种数字化图像探测器系统，采用多级像增强器为前级，将输入光信号产生的效应大大增强后，再输给电视摄像管，每个被探测的光子都能在摄像管靶面上产生包含几十万个电子的脉冲信号，足以超过扫描电子束而被识别出来。这种信号输给专用数字信号处理机和电子计算机进行实时处理。这种系统具有几乎无限的存储本领，不存在微光极限阈，具有良好的线性响应和稳定性，能对暗弱天体进行精密的测光研究。

参 考 文 献

[1] Methods of Experimental Physics, Vol. 12, PartA (Edited by N. Caleton), Academic Press, 1974.

[2] D. F. 格雷著，黄磷等译，恒星光球的观测和分析，科学出版社，1981.

[3] Astronomical Techniques (Edited by W. A. Hiltner), The University of Chicago Press, 1962.

第四章　天体光度测量

天体光度测量(简称测光)就是用辐射探测器配合望远镜测定天体的照度,它常常用视星等表示.

直接用肉眼,或使用望远镜和目视光度计来目测天体的照度称目视测光,所获得的星等为目视视星等,通常称为目视星等. 目视测光精度较低,误差约 $0^m.1$ 左右. 目视星等 m_v 与天体的照度 E^* 之间有如下关系:

$$m_v = -2.5 \lg E^* + c, \tag{4.1}$$

其中照度 E^* 表征光感觉的物理量(即附录一中的光照度), c 为待定常数,它与 E^* 所取的单位有关.

视星等只能反映天体的视亮度,不能真实地反映天体的辐射情况,为了比较不同天体的真实辐射,常引入绝对星等的概念,绝对星等是指天体在未受消光条件下在离观测者 10 秒差距时的视星等. 以目视绝对星等 M_v 为例,它与该天体在地球大气外的目视星等 m_v 之间有如下关系:

$$M_v = m_v - A_v(r) + 5 - 5\lg r, \tag{4.2}$$

此处 r 为天体离地球的距离,以秒差距为单位. $A_v(r)$ 为目视星等的星际消光改正值.

以一定型号的照相底片,配以合适的滤光片,拍摄天体照片,再测量星像密度定出星等,这种测光方法称照相测光,其精度约百分之几星等. 照相底片有累积性,其信息容量又大,它可以同时拍得某一天区的许多恒星,也可以直接拍得有视面天体的像,因此这种测光方法特别适合于恒星巡天和统计研究工作,也适合于面光源的测光.

用光电探测器测定天体的照度,这便是光电测光. 光电测光精度较高,在仔细消除和改正各种误差的条件下,精度可达千分

之一星等.

在测光工作中应用光电成像技术，既能象光电测光那样有较高的精度，又能象照相测光那样获得天体的二维像，而且它又有较高的增益，由于这些优点，它在天体测光特别在暗天体的测光工作中获得了日益广泛的应用.

由于辐射探测器的选择性，上述各种测光方法获得的星等只是在该探测器较敏感的波段天体辐射的反应. 因此，对同一天体，不同的探测器常常可获得不同的星等值. 甚至用同一探测器探测同一天体时，由于前面所加的滤光片不同，也可获得不同的星等值. 这表明，对同一天体而言，存在着各种不同系统的星等，如目视星等、照相星等、UBV 三色星等.

人们发现，热探测器(如温差电偶、辐射计等)可近似地看成非选择性的探测器，因此用热探测器测得的热星等能比较客观地反映天体总辐射的真实情况. 但由于热探测器敏度较低，至今还只能对亮星进行测量.

天体光度测量是我们认识宇宙的重要手段，通过它可以解决如下一些问题:

1. 通过测光，获得天体的视星等以及色指数，它和天体的赤经、赤纬一样，也是天体的基本数据，它将帮助我们证认天体，并可在此基础上对大量恒星进行某方面的统计工作，从而为恒星天文的许多研究工作提供重要资料.

2. 通过对天体不同波段内的辐射流的分别测量，即多色测光，可以获得恒星的光谱能量分布和色温度，还可以对暗星进行光谱分类. 由于这些天体相当暗弱，在天体分光学中往往难于达到这些目的. 通过多色测光也可以研究星际消光与波长的关系，并进一步研究星际介质的性质和物理情况.

3. 天体的测光与其它方法相配合，是获得天体的绝对星等、距离、有效温度及天体总辐射等数据的重要手段.

4. 从星团星的测光资料，可直接获得星团的色指数-星等图，从而可以研究星团分类、年龄和演化等问题.

5. 可测得脉动变星、食变星、耀星、新星和超新星等的光变曲线。对光变曲线的分析可获得许多有价值的天文资料.

本章将首先建立测光系统的概念，因为它对各种测光方法是必不可少的基本知识. 由于目前测光工作中光电测光的突出地位和重要性，将把它作为重点进行介绍，分别讨论光电测光所用的仪器、测量和归算方法、误差分析等. 至于其它一些测光方法如照相测光、热辐射测量等，则分别用一节篇幅作一般介绍. 此外，由于多色测光方法可获得天体的许多物理量，本章中还专门列出一节介绍多色测光的应用.

§4.1 测 光 系 统

测光系统由探测器的光谱响应以及所用的望远镜和滤光片的选择性决定. 测光工作通常是在规定的几个通带（仪器对所测辐射起反应的波长区间）分别对天体的辐射进行测量，这样建立的测光系统称为多色测光系统，如目前国际上常用的 UBV 三色测光系统，uvby 四色测光系统等. 采用多色测光系统所作的测光工作称多色测光.

一、什么是测光系统?

先考察一下天体辐射的测量过程. 设天体在地球大气外投射在某特定面积上（这一面积往往和望远镜物镜的面积相对应）的单色辐射流为 $F_{0\lambda}$，它经过地球大气时受到减弱，变为

$$F_\lambda = P_\lambda(z) F_{0\lambda}, \tag{4.3}$$

其中 $P_\lambda(z)$ 是天顶距为 z 的方向上的单色大气透射系数.

这一辐射流还需经过望远镜的光学系统和滤光片，最后才被探测器接受并产生反应. 如果令 q_λ 表示望远镜的透射系数（或反射系数），T_λ 为滤光片的透射系数，R_λ 为探测器的绝对光谱响应，则整个仪器系统的分光特性将由响应函数 Φ_λ 所确定，

$$\Phi_\lambda = q_\lambda T_\lambda R_\lambda, \tag{4.4}$$

此处 Φ_λ 是以绝对单位表示的，这在实际工作中较少使用. 常用的是相对的响应函数 φ_λ，它由下式表示:

$$\varphi_\lambda = \frac{q_\lambda T_\lambda R_\lambda}{q_{\lambda_0} T_{\lambda_0} R_{\lambda_0}}, \tag{4.5}$$

其中 λ_0 是对该通带而言，Φ_λ 最大处所对应的波长.

于是在波长 λ 处，$d\lambda$ 范围内测光的响应为

$$\begin{aligned} D_\lambda &= k\varphi_\lambda F_\lambda d\lambda \\ &= k\varphi_\lambda P_\lambda(z) F_{0\lambda} d\lambda, \end{aligned} \tag{4.6}$$

其中 k 为比例常数. 而天体在波段 (λ_1, λ_2) 范围内的辐射所产生的总响应 D 将由下式决定:

$$D = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k\varphi_\lambda P_\lambda(z) F_{0\lambda} d\lambda, \tag{4.7}$$

式中 λ_1, λ_2 是探测器的通带两端的波长.

于是，相应的观测星等为

$$m = -2.5\lg\int_0^\infty \varphi_\lambda P_\lambda(z) F_{0\lambda} d\lambda + a, \tag{4.8}$$

式中 a 为观测星等的零点常数. 由于在积分限 (λ_1, λ_2) 外，被积函数为 0，所以积分限可取为 0到∞.

从式 (4.8) 可以看出，所获得的观测星等将和大气的消光情况 $P_\lambda(z)$ 以及仪器的响应函数 φ_λ 密切相关. 由于天体受到的消光随时随地在变化，所以这样获得的结果很难进行比较和作进一步的研究. 因而通常是将这种星等先归化到大气外的星等 m_0，也就是说，使式 (4.8) 中的 $P_\lambda(z)$ 取为 1，于是

$$m_0 = -2.5\lg D_0 + a, \tag{4.9}$$

其中

$$D_0 = \int_0^\infty \varphi_\lambda F_{0\lambda} d\lambda. \tag{4.10}$$

从式 (4.9) 和 (4.10) 可以看出，对不同的仪器(包括望远镜、滤光片、探测器等)，由于其响应函数 φ_λ 不同，获得的星等值 m_0 也各不相同. 因此具有不同响应函数 φ_λ 的仪器代表各不相同的测

光系统。

二、平均波长与通带半宽

上面已指出，响应函数 φ_λ 对确定测光系统将起决定作用。因此，给出响应曲线（φ_λ 随 λ 变化的曲线）当然能准确地描述所用的测光系统的特性。但有时响应曲线难于准确定出，为了简略地描述某测光系统的特性，常引用平均波长与通带半宽两个概念。

平均波长 λ_m 与 φ_λ 有下述关系：

$$\lambda_m=\frac{\int_0^\infty \lambda\varphi_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty \varphi_\lambda d\lambda}. \tag{4.11}$$

式(4.11)表明，平均波长 λ_m 就是波长 λ 的加权平均值，各波长 λ 处的权重就是响应函数 φ_λ。因此，平均波长 λ_m 是描述仪器系统性质的一个重要物理量，它与光源的性质无关。如果通带半宽足够窄，或者在通带 (λ_1,λ_2) 范围内天体的单色辐射流 $F_{0\lambda}$ 基本不变，则使用响应函数为 φ_λ 的测光结果显然将近似地等于测量该天体在平均波长 λ_m 处的单色辐射[1]。

描述测光系统特性的另一物理量是通带半宽 $\Delta\lambda$。图 4.1 是某仪器的响应曲线，波段 (λ_1,λ_2) 是仪器的通带。在 (λ_1,λ_2) 内，$\varphi_\lambda\geqslant 0$。在 $\lambda=\lambda_0$ 处，$\varphi_{\lambda_0}=1$；而在 $\lambda=\lambda_a$ 及 $\lambda=\lambda_b$ 处，$\varphi_{\lambda_a}=\varphi_{\lambda_b}=0.5$，即为 φ_{λ_0} 的一半。则

$$\Delta\lambda=\lambda_b-\lambda_a$$

定义为通带半宽。也就是说，通带半宽是响应函数为最大值的1/2处所对应的波长间隔。

---

1) 天体测光的响应 $D_0=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\varphi_\lambda F_{0\lambda}d\lambda$ 不仅与仪器的特性（φ_λ）有关，而且与天体辐射的特性（$F_{0\lambda}$）有关。故有时也用有效波长 λ_e 来描述测光工作的特性。有效波长是以 $\varphi_\lambda F_{0\lambda}$ 为权重的波长 λ 的加权平均值，

$$\lambda_e=\frac{\int_0^\infty \lambda\varphi_\lambda F_{0\lambda}d\lambda}{\int_0^\infty \varphi_\lambda F_{0\lambda}d\lambda}.$$

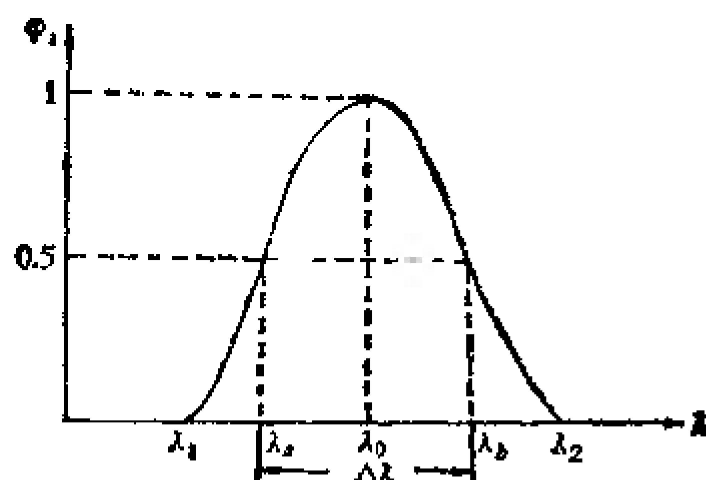


图4 1　通带半宽的定义.

由于通带半宽的不同,通常将测光工作分为三大类:

1. 宽带测光 $\Delta\lambda > 300$ 埃,
2. 中带测光 300 埃 $> \Delta\lambda > 100$ 埃,
3. 窄带测光 $\Delta\lambda < 100$ 埃.

显然,宽带、中带和窄带的测光分别获得的是宽窄不同的波段范围内天体光度测量的累积效果. 而且当通带半宽 $\Delta\lambda$ 越小时,其测光性质就越来越和天体的分光光度测量相类似.

宽带的多色测光,由于其通带半宽大,获得天体的能量较多,因此可用来测定暗星连续光谱能量的粗略分布、继而求得它们的色温度和进行光谱分类. 窄带的多色测光常用于测量吸收线,它得到的信息较多,能测量相邻很近的两光谱区的强度比,并可代替分光光度测量中的某些工作. 中带的多色测光介于上述二者之间,在合理选择通带所在波段和通带半宽的条件下,也可获得很多有价值的资料.

三、基本的测光系统

由于各天文台使用的望远镜、滤光片以及探测器的光谱响应不同,因此其响应函数 φ_λ 各不相同,这导致它们获得的测光结果也各不相同. 为了比较各天文台的观测结果,就必须建立某些基本的或标准的测光系统.

基本的或标准的测光系统是世界上有关天文台在长期的观测

中逐渐形成和得到公认的。下面仅介绍几个目前国际上常用的测光系统。

(一) 国际二色系统

国际二色系统是最早诞生的宽带双色测光系统。本世纪以来，有人用照相测光法，用色盲片测光得到照相星等 m_{pg}，用正色片前加黄滤光片测光获得了仿视星等 m_{pv}，后者与目视星等相类似。哈佛天文台还发表了北天极附近 96 颗星的测光结果作为标准星，称为北极星序 (NPS)。同时定义

$$C = m_{pg} - m_{pv}, \tag{4.12}$$

为色指数。而对色指数的零点还作了如下规定，对 $5^m.5$—$6^m.5$ 的光谱型为 A0 型的恒星，色指数为 0，即其照相星等和仿视星等相一致。1922 年，国际天文学会把各天文台的观测结果加以综合，归化到同一系统，称为国际二色系统 (IP_v, IP_g 系统)。

由于当时没有研究底片的光谱响应，所以国际二色系统准确的响应曲线是不知道的，国际照相星等 IP_g 和国际仿视星等 IP_v 的平均波长和通带半宽也都没有准确给出。到 1943 年，塞里斯 (F. H. Seares) 和乔纳 (M. C. Joyner) 才对 IP_g 和 IP_v 的响应曲线作了简略的近似估计(如图 4.2)。另外，国际二色系统的亮星与暗星间存在着较大的系统差，而且由于当时没有认真考虑星际消光的影响，其色指数零点也需作改正。这些是它的缺陷。但国际二色系统在测光史上曾起过重大作用，由它所定义的色指数 C，

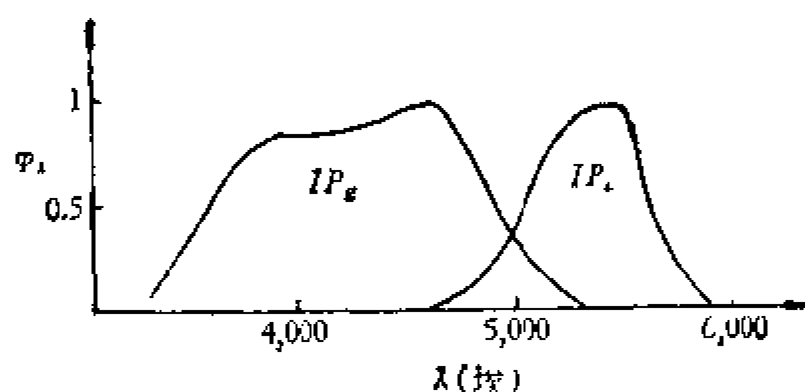


图 4.2 国际二色系统近似的响应曲线。

作为与恒星的颜色及色温度密切相关的物理量一直沿用至今。

在光电技术用于测光后，1947 至 1950 年，斯代平（J. Stebbins）、惠特福（A. E. Whitford）和约翰逊（H. L. Johnson）使用威尔逊山天文台口径 1.5 米和 2.5 米的反射望远镜，用 RCA 1 P 21 型光电倍增管，并用 1 毫米厚的 Schott BG 12 蓝滤光片和 2 毫米厚的 Schott GG 7 黄滤光片进行光电观测，试图通过光电测光方法来改进国际二色系统。他们选用 NPS 中的 9 颗星（星号为 6, 2r, 10, 4r, 13, 8r, 16, 19, 12r）为标准，在国际二色系统测定结果的基础上，进行准确的测光，建立了所谓 PV 系统。但是由于作为测光标准的 NPS 的固有缺点，即它的地平高度低，不便于观测，且没有包含各类光谱型与光度型的星等，所以 PV 系统没有得到推广。

（二）UBV 测光系统

UBV 三色测光系统是一种宽带测光系统。本世纪五十年代，约翰逊和摩根（W. W. Morgen）使用麦克唐纳天文台的口径为 33 厘米和 2.08 米反射望远镜，RCA 1P21 型光电倍增管以及紫外（U）、蓝（B）、黄（V）三种颜色的滤光片（U 用标准的 Corning 9863, B 用标准的 Corning 5030 加 2 毫米厚的 Schott GG 13, V 用标准的 Corning 3384）创立了这一测光系统。

UBV 系统中的 V 星等十分接近于国际二色系统中的 IP_v，而 B 星等也和国际系统中的 IP_g 有些类似，但通带比它窄。UBV 系统中的平均波长 λ_m 和通带半宽 $\Delta\lambda$ 如下：

	U	B	V
λ_m（单位：埃）	3,500	4,300	5,500
$\Delta\lambda$（单位：埃）	600	950	1,400

约翰逊和摩根在建立 UBV 系统时，给出了光度计对不同波长的等能量辐射的响应曲线，如图 4.3 所示。UBV 系统的星等值常用 V 星等和色指数 $B-V$ 及 $U-B$ 来表示。V 星等和色指数 $B-V$, $U-B$ 的零点是这样选取的：对 NPS 的 9 颗星

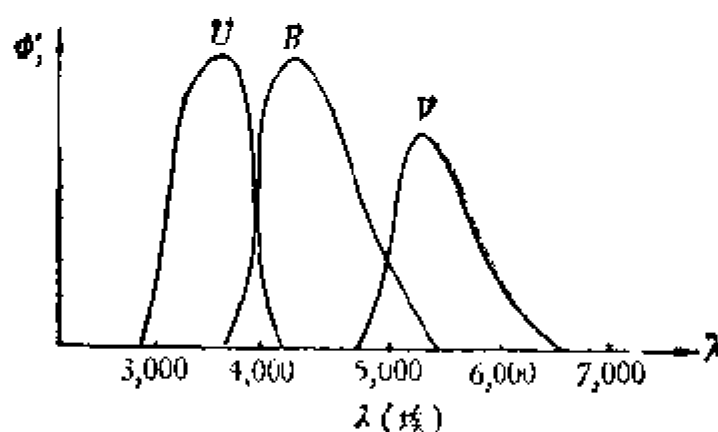


图 4.3 UBV 三色测光系统的响应曲线[1].

(星号为 6, 2r, 10, 4r, 13, 8r, 16, 19, 12r), V 星等和 PV 系统中的 V 星等完全一致. 确定色指数零点选了六颗 A0V 型星 (HR 3314, ν UMa, 109 Vir, α CrB, ν Oph, α Lyr), 取其平均色指数为 0,即 $U-B=B-V=0$.

约翰逊指出, 为使某观测系统(观测者的测光系统)能单值地和线性地转化到 UBV 标准系统,需要满足下列条件:

1. 使用镀铝的反射望远镜;
2. 使用 RCA 1P21 型光电倍增管(锑铯光阴极);
3. 使用的 U, B, V 滤光片应与约翰逊、摩根所用的相同;
4. 与约翰逊和摩根有相似的归算程序;
5. 观测地点应在海拔 7000 英尺(2,100 多米)的高山上.

如上述条件得到满足,则从观测者的测光系统转化到 UBV 系统的系统误差通常将小于 ±0.01 星等.

(三) uvby 测光系统

这是一种四色测光系统, 本世纪五十年代, 由斯特龙根 (B Strömgen) 提出建立这种测光系统的思想,后来帕洛马天文台和基特峰天文台首先开始建立这种测光系统. 建立该系统时所用的光电倍增管是 RCA 1P21. u 星等系采用 Schott UG 11 (8 毫米厚)

---

1) 该响应曲线是仅对光度计而言的, 即其响应函数 ϕ'_i 仅为滤光片透射系数 T_λ 与光电倍增管绝对光谱响应 R_λ 的乘积,而不考虑望远镜的反射系数问题.

$+$WG 3（1毫米厚）的玻璃滤光片，而 v 星等、b 星等、y 星等采用干涉滤光片。1966年，克拉福德（D L Crawford）发表了四色测光系统所用滤光片的平均波长 λ_m 和通带半宽 $\Delta\lambda$ 为

	u	v	b	y
λ_m（单位：埃）	3,500	4,110	4,670	5,470
$\Delta\lambda$（单位：埃）	300	190	180	230

四色测光系统的滤光片的透射率曲线如图 4.4 所示。

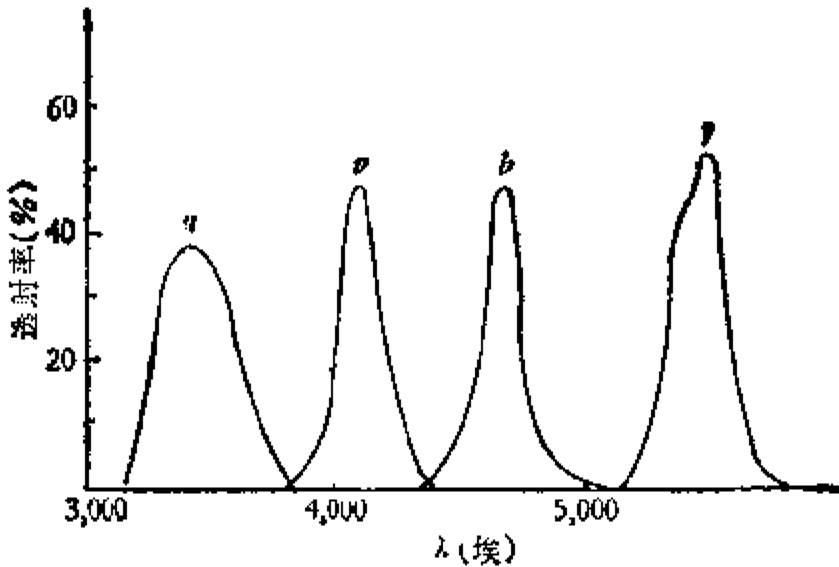


图 4.4 四色测光系统的滤光片的透射率曲线.

在四色测光系统中，测光获得的结果由下面三个量给出：

$$b-y,$$

$$c_1 = (u-v)-(v-b), \tag{4.13}$$

$$m_1 = (v-b)-(b-y). \tag{4.14}$$

色指数 $b-y$ 与 UBV 测光系统中的色指数 $B-V$ 相当，c_1 是巴耳末跳跃（见§4.6）的一种量度，m_1 则与金属线的多寡有关。

四色测光由于其通带要比 UBV 系统窄得多，在作消光改正时，几乎与恒星的色指数无关，因此它的归算要比 UBV 系统简单得多；这种测光系统中的 u 星等和 v 星等的通带分别位于巴耳末跳跃的两边，因此采用这种测光系统容易获得天体的巴耳末跳跃，这种测光系统还可进行恒星的二维或三维分类，确定星际红化、粗略测算晚型星的元素丰度以及获得其它许多物理量，它可以得到

比 UBV 三色测光系统更多的信息,因此近年来有关这一测光系统的工作进展很快。

四、测光标准与测光标准星

测光标准是指在一定的测光系统中精确亮度和色指数已知的恒星的总称,它被用来作为测定其它恒星的亮度和色指数的标准.测光标准中的恒星称为测光标准星. 为了把观测者的测光系统换算到标准的测光系统,测光标准星是绝对需要的. 如果测光标准中具有不同光谱型、光度型和各种星际红化程度的恒星,则那些没有精确的响应曲线资料的测光系统就可以完全确定下来.

测光标准星在全天要分布均匀,而且还需注意亮星与暗星、不同光谱型和光度型星都要有一定数量,这样才有利于把观测者的测光系统转换到标准系统.

第一个测光标准是本世纪二十年代用照相方法获得的,它就是北极星序(NPS). NPS 中包含 96 颗星,涉及的照相星等范围从 $2^{m}55$—$20^{m}10$,仿视星等从 $2^{m}08$—$17^{m}43$. 这一测光标准曾经是建立国际二色系统的基础,在历史上起过十分重要的作用. 但这一测光标准有许多不足之处:它在南半球完全观测不到;对于北半球许多地处中纬度及低纬度的天文台,北极星序的天顶距太大了,受大气消光的影响大,不利于进行精确的测光;它又缺乏B型星和晚型星以及各种不同红化程度的恒星;而且用照相测光方法定出的测光标准星精度也不够高. 由于这些原因,现在即使在照相测光中,也很少使用 NPS 这一测光标准.

现在,一般用光电测光方法建立测光标准,这是因为只有采用光电测光方法才能保证测光标准中光度从最亮的星到最暗的星都是线性变化的,而且都有较高的精度.

本世纪五十年代,约翰逊和摩根为建立 UBV 系统,曾给出了 108 颗测光标准星(见附录五),后来又给出了一些疏散星团(如昴星团、毕星团、鬼星团等)中的许多测光标准星. 由于 UBV 系统已成为国际上最常用的标准测光系统,此后不少人又给出了星数

越来越多的 UBV 系统的测光标准星.

关于 uvby 四色测光系统,1965 年斯特龙根等人曾发表了 1217 颗星的测光结果(见 Photoelectric uvby Photometry for 1217 Star),它可以看作测光标准. 1973 年, 林德曼 (E. Lindemann) 和豪克 (B. Hauck) 两人又概括了斯特龙根、克拉福德、凯梅龙 (R. C. Cameron) 等许多人的工作, 编制了 7600 颗恒星的 uvby 测光星表(刊于 *AA Suppl* **11**, 119).

在精确的测光工作中必须研究测光标准星本身的随机误差和测光标准星本身的亮度变化问题. 在将观测者的测光系统归化到标准的测光系统时, 由于所使用的测光标准星本身存在随机误差必然会在归算中引进误差. 当测光标准星精度已知时, 测光标准星的随机误差而导致的测量误差立即可以推算出来, 它也是测光工作中误差的组成部分. 测光标准星当然应该选用亮度稳定的恒星,但是,所有恒星的亮度都不是绝对不变的. 例如, 有人通过研究发现,太阳型恒星存在着 $\pm 0^m_.002-0^m_.003$ 的亮度变化, 有些光度稳定的恒星在几十年时间内甚至会发生比这更大的亮度变化. 有的研究者还发现, 测光标准星的亮度还跟地球在轨道上的位置有关, 其差异可达千分之一星等的数量级. 这可能是与太阳周围和地球轨道附近的星际物质的吸光效应有关. 在精确的测光工作中,这些因素都是需要认真考虑并力求加以消除的.

§4.2 光电光度计

进行光电测光的整套装置(不包括望远镜)称为光电光度计,它主要由光电头和记录系统两部分构成.

一、光电头

光电头是光电光度计中直接与望远镜相联结的部分, 其主要作用是接受来自天体的辐射. 它有以下一些部件: 1. 寻星和导星装置; 2. 焦平面光栏; 3 滤光片; 4. 光电倍增管; 5. 场透镜; 6.

标准光源；7. 恒温装置(致冷箱)．其中光电倍增管和滤光片是主要部件．光电倍增管是光电测光所用的探测器，它的特性在上一章中已经作了专门介绍．而滤光片的作用在于分离出天体辐射中所希望测量的波段，即形成不同的通带．所谓多色测光，就是在同一光电光度计中，分别把不同色的滤光片移进光路进行测光．而所谓宽带、中带和窄带的测光，也完全可以在同样的望远镜和光电倍增管情况下，由改变滤光片实现．宽带和中带测光所用的滤光片是由有色玻璃磨成的(有时需用几块透射带稍有不同的滤光片叠合在一起)，而窄带测光，则需使用干涉滤光片，它由在玻璃上镀多层透光膜制成．干涉滤光片有几个透射带，常需要配以恰当的有色玻璃滤光片，滤去那些不需要的透射带．

光电头按照通道数的不同可分为单通道、双通道和多通道三种．

(一) 单通道光电光度计

图 4.5 是一种单通道光电光度计光学系统的示意图．图中 A 和 B 是两块可转动的平面镜，当平面镜 A 的位置和光轴成 45° 时，来自望远镜的光束将进入寻星镜目镜 O_1 中，O_1 的视场较大，以便找到待测天体．当平面镜 A 离开光路时，来自望远镜的光束便照到焦平面光栏 D 上．有很多个大小不同的焦平面光栏，可供观测者自由选择．F 是滤光片转盘，上面装有不同颜色的滤光片，观测时可分别使所需颜色的滤光片进入光路，以获得不同色的星等．平

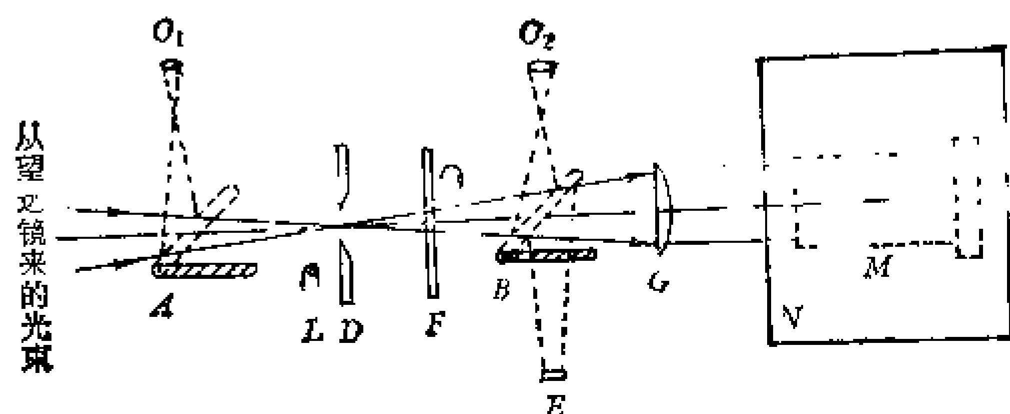


图 4.5　单通道光电光度计的光学系统．

面镜 B 和平面镜 A 相类似，当它的位置转到和光轴成 45° 时，来自望远镜的光束将被转向到导星目镜 O_2，此时视场照明灯的供电线路将自动接通，在导星镜 O_2 中可看到光栏的像，还可看到星像在光栏中的位置是否恰当．与此同时，发出微弱而稳定辐射的标准光源 E 的光将通过平面镜 B 的背面反射后经场透镜（又称法布里透镜）G 照到光电倍增管的光阴极上，以检验观测期间光电倍增管灵敏度的变化．当反光镜 B 离开光轴时，视场照明灯 L 自动熄灭，来自望远镜的星光通过场透镜 G 照在光电倍增管的光阴极上．光电倍增管 M 放在暗盒中，而暗盒被置于致冷箱 N 中，致冷一般用液氮、干冰、水冰等，也可采用半导体致冷装置，其目的是使光电倍增管处于与外界环境无关的恒定低温状态，从而可以减少暗流和噪声，并使光电倍增管的灵敏度尽量恒定．为了防止外界电磁场的干扰，光电倍增管的暗盒是用屏蔽材料（如钢材）做成的．

在光电光度计中，场透镜有着十分重要的作用，它不仅可以使光阴极得到均匀的照射，而且可以消除导星误差对观测的影响．这一点可以从图 4.6 中得到清楚的说明．若星光 aa' 沿光轴方向经物镜成恒星的像于光栏中 A 点，由于场透镜成物镜的像于光阴极上 SS' 处，其大小与位置不变，所以当导星发生微小误差、星光自 bb 方向照射物镜时，在光栏中的星像虽由 A 点移至 B 点，但这时物镜的像仍成于光阴极上 SS' 处，这就消除了导星误差对观测的影响．同时由于物镜是被均匀照亮的，所以物镜的像 SS' 照度也是均匀的．

上述单通道光电光度计一般是装在卡塞格林反射望远镜上，因为它的相对口径较小（约 1/15 左右），从而在焦平面光栏与光电倍增管的光阴极面之间有足够的空间来安置滤光片、平面镜、场透镜等．对于相对口径达 1/5 至 1/3 的主焦点式或牛顿式反射望远镜，由于来自望远镜的光束一过焦点就急速分散，这就要求光电倍增管置于非常靠近焦平面光栏的地方．这时必须采用另外形式的单通道光电光度计[1]．

---

1) 可参阅本章末参考书目[2]第15[illegible]页．

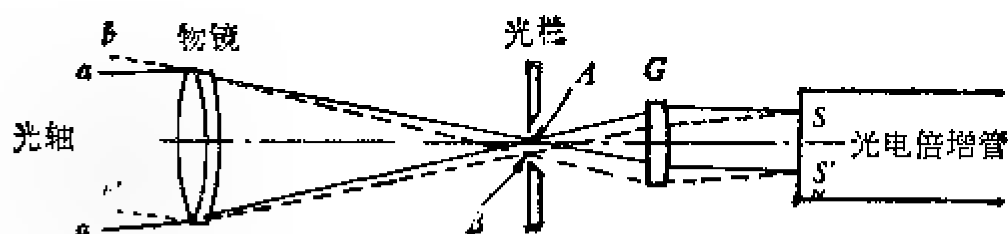


图 4.6　场透镜的作用.

（二）双通道和多通道光电光度计

双通道和多通道光电光度计的基本原理和单通道的相似，只是它们有两个或多个通道，可以同时进行观测. 它可以提高测量的速度和工作的精度，并能测量天体光度的快速变化. 图 4.7 是一种双通道光电光度计的光学系统示意图，图中 F 为滤光片，它必须十分均匀，大小应能同时盖住光栏 D_1 和 D_2. 光栏 D_1 和 D_2 的大小完全相同，一个通过待测的暗星，另一个通过天光. 它们分别由一块镀铝棱镜 A 的二个对称面反射后，再经过场透镜 G_1 和 G_2 到达光电倍增管 M_1 和 M_2 上，经过记录和运算系统后可以自动消去天光的影响并直接获得待测星的观测星等. 导星是采用一种偏

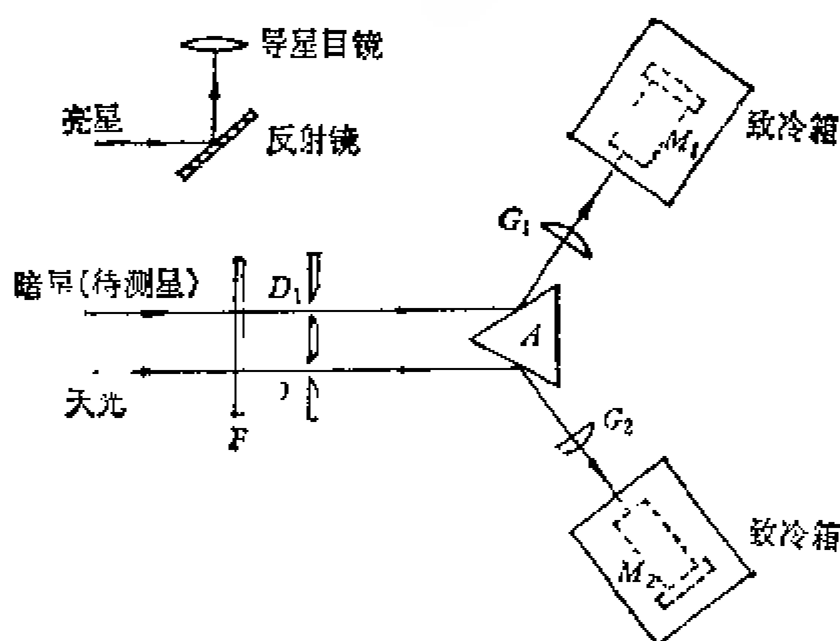


图 4.7　一种双通道光电光度计的光学系统.

导装置，即对该暗星附近的一颗较亮的星来导星．为了避免另外的暗星进入光栏 D_2，整个系统可以绕望远镜光轴旋转．这样在待测星附近，总可以找到一个代表天光的区域．

在上述双通道光电光度计的基础上加以发展，制成了一种可以同时测定 U，B，V 三色星等的六通道光电光度计．其光学系统示意图如图 4.8 所示．图中 F 为滤光片，D_1，D_2 为大小相同的两个光栏，G_1—G_6 为场透镜．P_1，P_2，P_3，P_4 是四块双射滤光片．其中 P_1，P_2 既能透过黄光，也能透过蓝光，但将紫光反射到平面镜 A_1 和 A_2 上，再由 A_1 和 A_2 反射至光电倍增管 M_1 和 M_2 上．而双射滤光片 P_3 和 P_4 只能透过黄光，使黄光到达光电倍增管 M_5 和 M_6 上，同时它又反射蓝光到平面镜 A_3 和 A_4 上，再由 A_3 和 A_4 反射到光电倍增管 M_3和 M_4 上．通过记录和运算系统最后可以同时获得待测星的 V，$B-V$ 和 $U-B$ 的值．

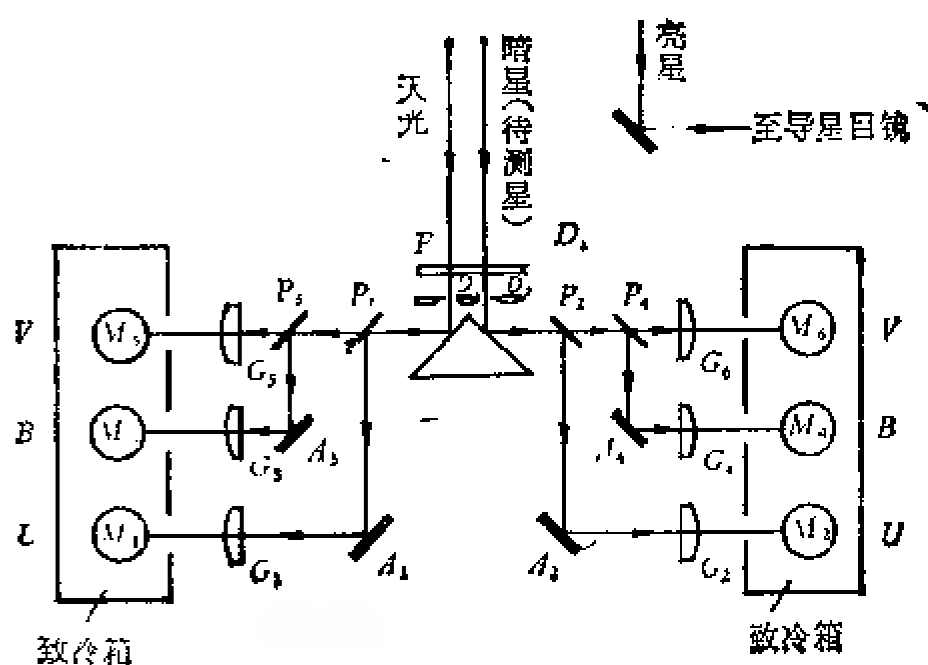
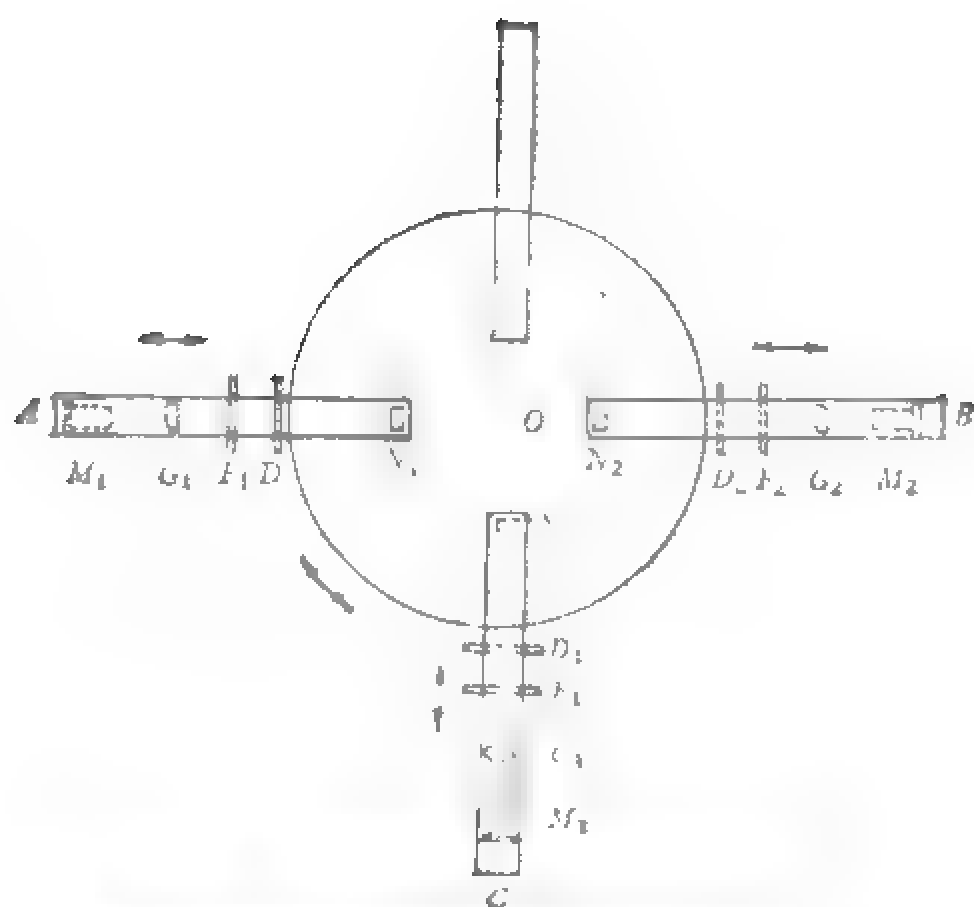


图 4.8　一种多通道光电光度计的光学系统．

为了对变星进行快速光电测光，我国北京天文台设计制造了一种可以同时测定待测星、比较星和天光的多通道光电光度计，其光学系统示意图如图 4.9 所示．图中 S 表示望远镜中可见的视场．A，B，C 为三个不同的通道，各个通道中分别装有彼此完全



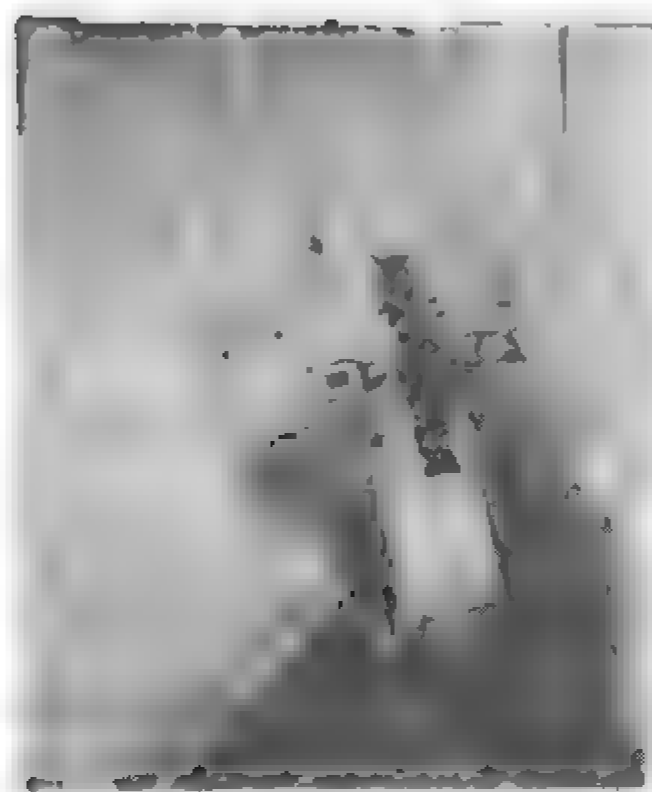


图 4.9 北京天文台的三通道光度计.
a.光学系统示意图; b.(光电头部分的)外形照片.

相同的棱镜 (N_1, N_2, N_3)、光栏 (D_1, D_2, D_3)、滤光片 (F_1, F_2, F_3)、场透镜 (G_1, G_2, G_3) 以及光电倍增管 (M_1, M_2, M_3). 每个通道都可以整体地内外移动,即可以移近或远离视场中心. 同时,整个光度计还可以绕视场中心O旋转. 由于可作这两种运动,便可同时测量位于视场中的待测星与比较星. 例如使望远镜在赤经、赤纬方向稍作微动,使待测星与比较星位于视场中心O的两边并与它在一直线上,然后绕视场中心转动光度计,并使通道A与B分别作内外移动,使待测星与比较星的星像分别与棱镜N_1及N_2重合,这样N_1与N_2就各自将星光反射到本身的通道中,最后到达各自的光电倍增管上. 而通道C的内外移动,其目的在于选择一个真正能代表天光的区域,以进行天光测量. 这样,相对于所选用的某种滤光片,便可立即获得变星及比较星的某种星等差,如要测量另一种色的星等差,只要将三通道中的滤光片同时转换到相应的另一种即可. 因此,它的确能达到对变星等天体进行快速光电测光的目的(图 4.9b 是北京天文台的三通道光度计光电头部分的外形照片).

二、光电光度计的记录系统

光电光度计的记录系统就是记录光电光度计测光结果的装置. 光电光度计可以有电流测量和光电子计数两种不同的测量方式,这两类不同的测量方式都各有不同的一套记录装置. 近年来,许多光电光度计还往往附有电子计算机,以便对测量结果按专门的程序进行实时处理(即和观测同时进行的初步处理),也有的是把测量结果直接记录在磁带上,以便可以将结果直接送到较大型的电子计算机上进行深入的归算、处理和分析.

(一) 电流测量方式的记录系统

所谓电流测量方式就是直接测量阳极输出的光电流或光电倍增管输出的讯号电压. 直接在输出迴路中接入检流计当然是最简单的,但由于星光十分微弱,这种简易方法在天文工作中实际上行

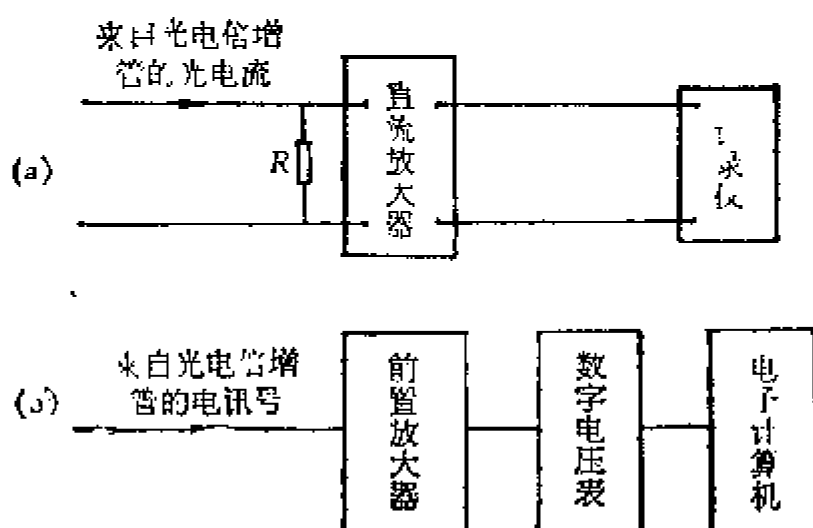


图 4.10 光电光度计的直流测量方式方框图. a 使用直流放大器加记录仪; b. 使用数字电压表加电子计算机.

不通. 常用的一种电流测量方式是用直流放大器加记录仪(如图 4.10a). 在这种测量线路中,直流放大器有两个作用,其一是把光电倍增管输出的光电流加以放大,其二是在光电倍增管与记录仪之间起阻抗匹配作用. 因为光电倍增管的输出阻抗大,但记录仪的输入阻抗则相当低,而直流放大器正巧可以做成高输入阻抗和低输出阻抗,因此它恰好可在光电倍增管与记录仪之间起匹配作用. 用于光电测光中的直流放大器应有较高的增益、较宽的线性范围、尽量小的零点漂移和仪器噪声. 测量时,光电倍增管的微弱光电流输出经直流放大器放大,输出讯号变成自动记录仪的输入电压,使自动记录仪的笔尖在长图记录纸上滑动. 由于记录纸同时还在垂直于笔尖移动方向作匀速运动,因此便在记录纸上描出了不同时间的读数值.

电流测量的另一种方法是应用数字电压表. 因为数字电压表的输入阻抗很高. 很小的光电流就可以在输入回路中产生能测量到的电压降. 因此,从光电倍增管输出的光电流往往只要进行初级放大(或称前置放大)后,就可以直接输入数字电压表. 再者,数字电压表的输出不仅可用号码管直接显示出来,而且还能同时产生可直接通入电子计算机的电讯号,以便进行自动的归算处理,这是用直流放大器和记录仪所难于实现的(如图 4.10b).

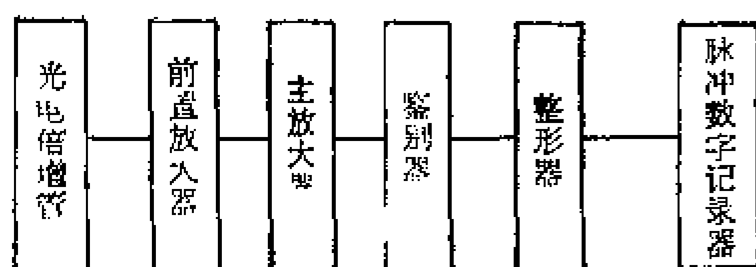


图 4.11 光电子计数测量方式方框图.

（二）光电子计数方式的记录系统

对于暗弱天体的测光工作，使用光电子计数方式的记录系统特别合适. 这种测量方式主要是计算光阴极被暗弱天体的辐射照射时所产生的光电子数. 暗弱天体发出一个个光子，光电倍增管的光阴极按一定的比例（即量子效率 ε）产生一个接一个的光电子，因此，计算一定时间内光电子数的多寡也正是测量了天体辐射的强弱，从而可求出天体的视亮度. 图 4.11 是光电子计数测量方式的方框图. 光电倍增管的光阴极在微弱辐射照射下所产生的每个光电子，经倍增极放大 k 倍后，到达阳极，产生一个电流脉冲. 这一电流脉冲经前置放大器放大后，通过屏蔽电缆输入主放大器，其波形如图 4.12a 所示，图中小的脉冲波是由光电倍增管倍增极的热电子发射等噪声造成的. 主放大器又对脉冲信号进行放大，并输入鉴别器，其波形如图 4.12b 所示. 鉴别器的作用是只让一定振幅的脉冲通过，而不让小振

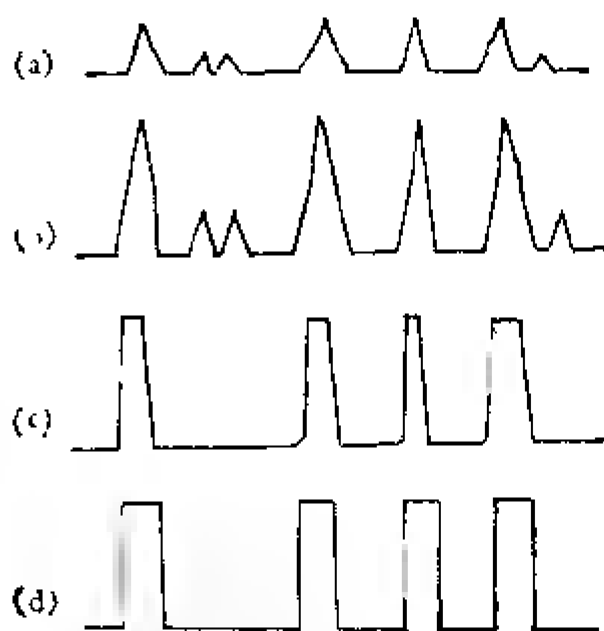


图 4.12 主放大器、鉴别器、整形器对脉冲波的作用. a. 输入主放大器的脉冲波 b. 主放大器对脉冲波的放大； c. 从鉴别器输出的脉冲波； d. 从整形器输出的脉冲波.

幅的脉冲通过，鉴别器输出的脉冲波的波形如图4.12c所示。然后整形器又把上述脉冲变成形状统一整齐的方形脉冲，如图4.12d所示。最后输入到脉冲数字记录器进行计数。脉冲数字记录器还可以输入时间指令，以便显示出一定时间间隔内的脉冲数。

对于较亮的天体，光阴极产生的光电子数很多，各个脉冲彼此重叠，从而导致无法正确地计数。所以光电子计数方式的记录系统对于亮星的测光是不合适的。

§4.3 光电测光的归算

光电观测的程序应根据仪器条件（如光电光度计是单通道还是多通道的、是何种记录方式、是否直接使用电子计算机等）、观测目的与任务以及归算方案的选择而定。光电观测获得的数据是在某观测时刻被测天体的响应，例如光电流的读数或光电子的计数等。如果使用 i 色滤光片且天体在光栏中时（称"星光"）的响应为 D_{is}，当天体移出光栏时（称"天光"）的响应为 D_{ib}，则对应于 i 色通带天体的观测星等为

$$m_i = -2.5 \lg(D_{is} - D_{ib}). \tag{4.15}$$

类似地，如同一时刻使用 j 色滤光片时，对应 j 色通带天体的观测星等为

$$m_j = -2.5 \lg(D_{js} - D_{jb}). \tag{4.16}$$

于是两种色间的观测色指数为

$$\begin{aligned} c_{ij} &= m_i - m_j \\ &= -2.5 \lg\left(\frac{D_{is} - D_{ib}}{D_{js} - D_{jb}}\right). \end{aligned} \tag{4.17}$$

为得到被测天体在某标准系统中的星等和色指数值，还需对上述的观测星等和观测色指数作以下两方面的改正：

1. 为了得到大气外的星等和色指数值，必须进行大气消光改正；

2. 观测系统（即观测者的测光系统）不可能与标准系统完全相

同，为使所得结果能进行互相比较，通常需将所测得的观测系统的星等归算到相对应的标准系统下的星等，这一工作叫做星等系统的转化。

一、大气消光改正的基本公式

第一章中已阐明了大气消光的一般规律。为获得天体在 z 方向时的观测星等 m，可将式(1.7)代入式(4.8)，于是得天体在 z 方向时的观测星等为

$$m = -2.5\lg\int_0^\infty \varphi_\lambda F_{0\lambda} P_\lambda(0)^{M(z)} d\lambda + a, \tag{4.18a}$$

而大气外的星等为

$$m_0 = -2.5\lg\int_0^\infty \varphi_\lambda F_{0\lambda} d\lambda + a, \tag{4.18b}$$

因此，大气消光对星等的影响为

$$m - m_0 = -2.5\lg\frac{\int_0^\infty \varphi_\lambda F_{0\lambda} P_\lambda(0)^{M(z)} d\lambda}{\int_0^\infty \varphi_\lambda F_{0\lambda} d\lambda}. \tag{4.19}$$

在式(4.19)中，若 $P_\lambda(0)$ 与波长无关，则 $P_\lambda(0)^{M(z)}$ 可提到积分号外，于是该式成为

$$m - m_0 = kM(z), \tag{4.20}$$

其中消光系数

$$k = -2.5\lg P_\lambda(0).$$

实际上，$P_\lambda(0)$ 与波长是有关的，不能提到积分号外，因此式(4.19)很难严格求出，只能作近似计算。计算和实践都表明，式(4.19)可相当精确地近似表达为下列形式：

$$m - m_0 = (k' + k''c)\cdot M(z), \tag{4.21}$$

也就是说星等消光系数

$$k = k' + k''c, \tag{4.22}$$

即星等消光系数 k 是色指数的线性函数。式(4.22)中 k' 称星等的主消光系数，k'' 称为星等的二次消光系数，c 是观测色指数。

消光对于色指数又有什么影响呢？ 对于响应函数为 $\varphi_{i\lambda}$ 和 $\varphi_{j\lambda}$ 的两种测光系统分别有类似于式(4.21)的星等表达式

$$m_i - m_{i0} = (k_i' + k_i'' c_{ij}) \cdot M(z), \qquad (4.23a)$$

$$m_j - m_{j0} = (k_j' + k_j'' c_{ij}) \cdot M(z). \qquad (4.23b)$$

将式(4.23a)与式(4.23b)相减可得色指数的消光改正为

$$c_{ij} - c_{ij0} = (k_c' + k_c'' c_{ij}) \cdot M(z), \qquad (4.24)$$

其中　　观测色指数 $c_{ij} = m_i - m_j$，

大气外色指数 $c_{ij0} = m_{i0} - m_{j0}$，

色指数的主消光系数 $k_c' = k_i' - k_j'$，

色指数的二次消光系数 $k_c'' = k_i'' - k_j''$。

式(4.21)和式(4.24)便是光电测光中进行大气消光改正的基本公式。

二、星等系统转化的基本公式

不同的仪器它的响应函数 φ_λ 不同，因此对同一颗恒星进行光电测光，归化到大气外星等和色指数值，其结果往往也不相同，由公式(4.18b)这是显而易见的。为了把不同观测结果归化到同一标准系统，需建立转化方程。

在一定条件下，下列线性转化方程可用来把观测系统的星等转化到标准系统。

$$c_2 = \mu c_1 + \xi_c, \qquad (4.25)$$

$$m_2 = m_1 + \varepsilon c_2 + \xi_m, \qquad (4.26)$$

式中 m_1，m_2 及 c_1，c_2 分别为某恒星在观测系统和标准系统下的星等值和色指数值，而 μ 和 ε 为标度常数，ξ_m 和 ξ_c 为零点常数。

当观测系统和标准系统的两套仪器的性能十分相近，响应函数 φ_λ 相当接近时，上述线性转化方程成立。这时式(4.25)，(4.26)中系数 ε 将接近于0，μ 接近于1。

当观测系统和标准系统的两套仪器的性能虽然比较类似但并非十分相近时，常可采取下述方法：这时不必求得特性差得很远的恒星满足同一种关系，而是使各类特性相近的恒星分别满足不

同的转化方程，例如主序星满足一种转化方程，巨星满足另一种转化方程等等。这时式(4.25)和(4.26)依然可以适用，只是对不同类型的恒星，转化方程中的系数将有不同的数值。

三、UBV 三色测光的归算

上面叙述了进行大气消光改正和星等系统转化的一般公式。怎样运用这些公式进行具体的测光归算呢？1962年，哈代(R. H. Hardie)总结了前人的工作经验，归纳出对 UBV 系统进行测光归算的一般方法。下面介绍这一方法的基本原理。

UBV 系统获得的测光资料常用 V, $B-V$, $U-B$ 表示，由于 $U-B$ 的归算和 $B-V$ 的归算十分类似，下面仅以求得星等 V 和色指数 $B-V$ 为例来介绍，至于色指数 $U-B$ 的归算，读者完全可以参照本文有关的 $B-V$ 公式自行推出，也可参考哈代的原著[1]。

令 v, $b-v$ 为观测系统的星等和色指数。

v_0, $(b-v)_0$ 为观测系统转化到大气外的星等和色指数。

V, $B-V$ 为标准系统的星等和色指数。

则对应于式(4.21)和(4.24)有

$$v-v_0=[k_v'+k_v''(b-v)]\cdot M(z), \tag{4.27}$$

$$(b-v)-(b-v)_0=[k_{bv}'+k_{bv}''(b-v)]\cdot M(z), \tag{4.28}$$

其中 k_v' 为 v 星等的主消光系数，k_v'' 为 v 星等的二次消光系数，k_{bv}' 为色指数的主消光系数，k_{bv}'' 为色指数的二次消光系数，$M(z)$ 为大气质量。

由于在 v 星等的平均波长(约5550埃)处，消光系数随波长的变化已十分微小，或者说，它和天体的色指数近似无关。因此，对于 v 星等而言，k_v'' 几乎等于0，于是式(4.27)变为

$$v=v_0+k_v'\cdot M(z). \tag{4.29}$$

式(4.29)表明，k_v' 为 v 对 $M(z)$ 的直线方程的斜率。因此，只要

---

1) 见本章末参考书目[2]第197—205页。

在不同的天顶距观测同一颗星，从 v 对 $M(z)$ 的变化关系中就可以求出 k'_v (见图 4.13)。

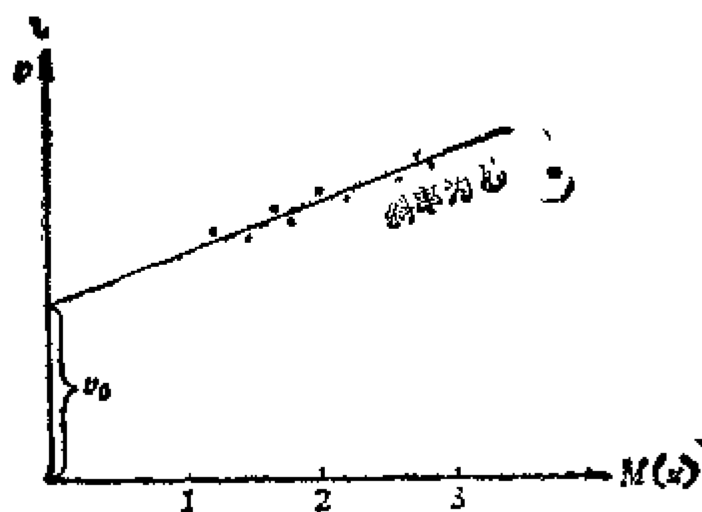


图 4.13 求 k_v.

式 (4.29) 中大气质量 $M(z)$ 可这样求出:

1 当 $z < 60°$ 时(即 $\sec z < 2$ 时),可取

$$M(z) \approx \sec z = [\sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta\cos(s-\alpha)]^{-1}, \quad (4.30)$$

式中 φ 为观测地点的地理纬度，α, δ 为天体的赤经、赤纬，s 为观测时刻的地方恒星时。

2. 当 $z > 60°$ 时,可先算出 z (系指真天顶距)值,再从大气质量表(见附录二)查出 $M(z)$。

如观测者用电子计算机进行归算,则可由下式计算 $M(z)$:

$$M(z) = \sec z[1 - 0.0012(\sec^2 z - 1)], \quad (4.31)$$

其中 $\sec z$ 由式 (4.30) 算出. 式 (4.31) 在 $z < 75°$ 时，获得的结果都是相当好的。

二次消光系数 k''_{bv} 往往可通过观测具有同样天顶距的 1, 2 两星获得(例如常可观测一对色指数差别较大的双星)。

若在同一天顶距同时观测 1, 2 两星,则由式 (4.28) 得:

对 1 星 $(b-v)_1 = (b-v)_{01} + [k'_{bv} + k''_{bv}(b-v)_1] \cdot M(z)$,

$$\quad (4.32)$$

对 2 星 $(b-v)_2 = (b-v)_{02} + [k'_{bv} + k''_{bv}(b-v)_2] \cdot M(z)$.

$$\quad (4.33)$$

两式相减得

$$\Delta(b-v)=\Delta(b-v)_0+k_{bv}''\cdot\Delta(b-v)\cdot M(z), \quad (4.34)$$

其中 $\Delta(b-v)=(b-v)_1-(b-v)_2$，即为1星的观测色指数与2星的观测色指数之差；而 $\Delta(b-v)_0=(b-v)_{01}-(b-v)_{02}$，即为1星的大气外观测色指数与2星的大气外观测色指数之差。

于是，从式(4.34)可知，k_{bv}'' 正是 $\Delta(b-v)$ 相对于 $M(z)\cdot\Delta(b-v)$ 的直线方程的斜率(见图4.14)。

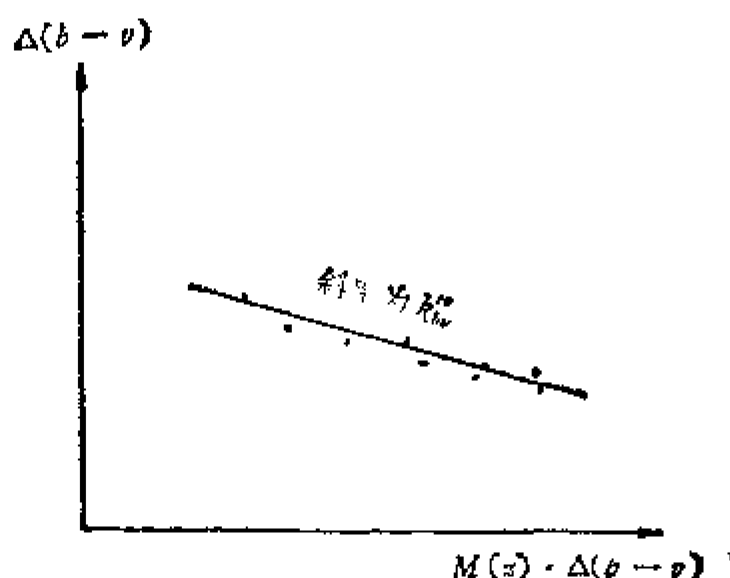


图4.14 求 k_{bv}''.

求得 k_{bv}'' 后，我们再来求 k_{bv}'。令

$$J_M=1-k_{bv}''\cdot M(z),$$

则式(4.28)可化为

$$J_M\cdot(b-v)=(b-v)_0+k_{bv}'\cdot M(z). \quad (4.35)$$

这就是说，k_{bv}' 是 $J_M\cdot(b-v)$ 相对于 $M(z)$ 的直线方程的斜率(图4.15)。

至此，消光系数 k_v'，k_{bv}' 及 k_{bv}'' 已全部求出。这种求 k_v'，k_{bv}'，k_{bv}'' 的方法叫常规法。在这种方法中，需注意的是必须观测光度恒定的星，而不能观测光度变化的星。

为了将观测结果转化到标准系统下的星等和色指数值，必须先求出两系统间的星等和色指数转化系数。若观测系统和标准系统的两套仪器性能十分接近，则往往运用方程(4.25)和(4.26)来

求星等和色指数转化系数。

选用作为标准星的疏散星团（如昴星团、毕星团、鬼星团等）中的星为观测对象，当选定的疏散星团离天顶不远时（此时大气消光影响小，测定星等和色指数的转化系数的精度较高）。对该星团内的 n 颗色指数差别较大的恒星进行测光。

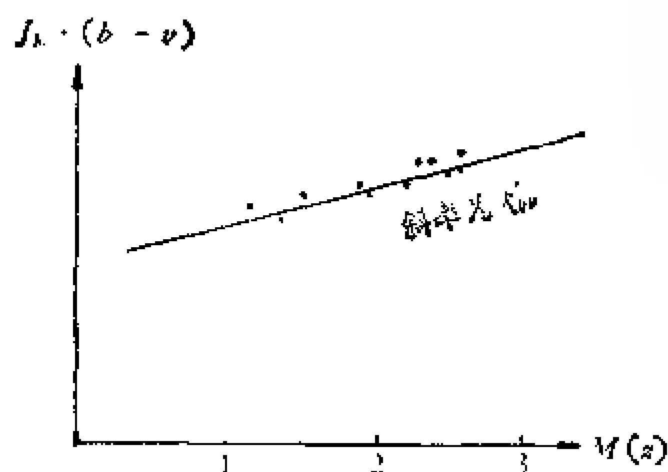


图4.15 求 k'_{bv}.

在转化方程(4.25)和(4.26)中，令 $m_1=v_0$, $c_1=(b-v)_0$, $m_2=V$, $c_2=B-V$, $\xi_m=\xi_v$, $\xi_c=\xi_{bv}$，则由式(4.26)有

$$V-v_0=\varepsilon(B-V)+\xi_v, \tag{4.36}$$

而由式(4.25)有

$$B-V=\mu(b-v)+\xi_{bv}, \tag{4.37}$$

于是

$$(B-V)-(b-v)_0=\left(1-\frac{1}{\mu}\right)(B-V)+\frac{\xi_{bv}}{\mu}. \tag{4.38}$$

由式(4.36)和(4.38)可知，ε 和 ξ_v 是 $V-v_0$ 相对于 $B-V$ 的直线方程的斜率和截距（图4.16a），而 $1-\frac{1}{\mu}$ 和 $\frac{\xi_{bv}}{\mu}$ 是 $(B-V)-(b-v)_0$ 相对于 $(B-V)$ 的直线方程的斜率和截距（图4.16b）。于是星等和色指数转化系数 ε, ξ_v, μ, ξ_{bv} 都可求出。

在消光系数 k'_v, k'_{bv}, k''_{bv} 及转化系数 ε, μ, ξ_v, ξ_{bv} 求得后，对任何待测星，只要获得其观测系统的星等 v 和色指数 $b-v$ 值，便容易求出其在标准系统下的星等 V 和色指数 $B-V$ 值。

需要指出的是，式(4.36)和(4.37)中，星等和色指数转化系数的标度项 ε, μ 主要和仪器的响应函数 φ_λ 有关，而零点项 ξ_v, ξ_{bv} 主要和仪器系统的灵敏度有关。如仪器是优质而稳定的，观测

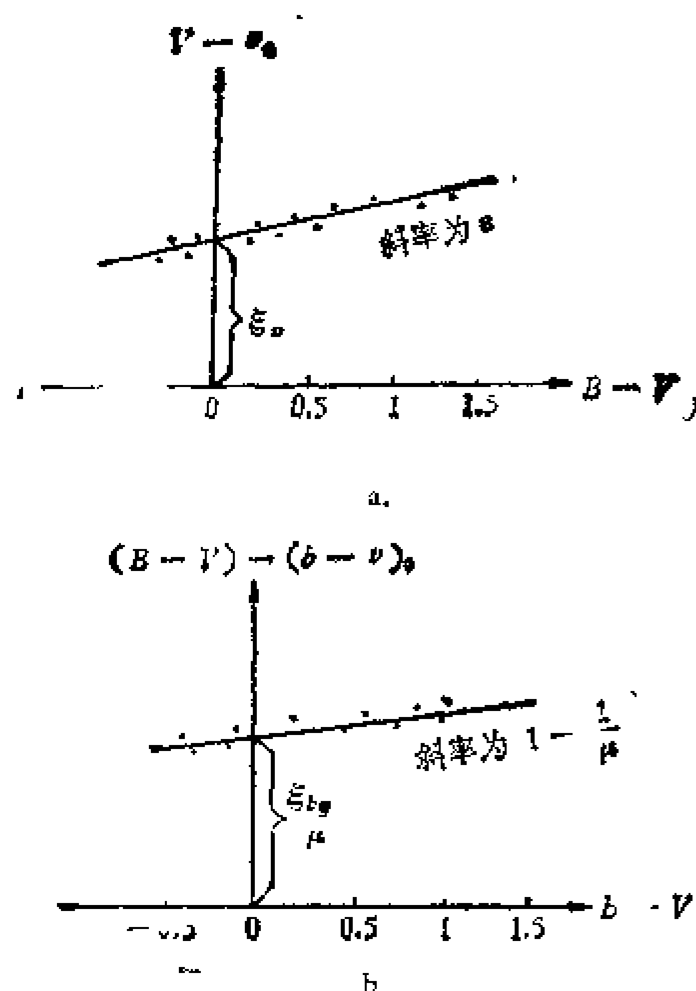


图 4.16 求星等和色指数转化系数.
a. 求 ε 与 ξ_v; b. 求 μ 与 ξ_{bv}.

期间又经常用标准光源来检验光电倍增管灵敏度的变化，那么 ε 和 μ 就有确定的值，而 ξ_v, ξ_{bv} 的微小变化也是可知的. 于是在经过一段时间的观测实践后，就可以求得转化系数并使之相对稳定，此后就不必每个观测夜都用标准星来测定它，只要过一个时期检验一下就行. 在此种情况下，往往二次消光系数 k''_{bv} 也是基本恒定的（k''_{bv} 一般比 k'_{bv} 小得多）. 在这样的条件下，观测归算可以大大简化，而且可用下述的简捷法来求主消光系数.

为说明简捷法的原理，需先建立工作方程. 将式(4.29)中的 v_0 值代入式(4.36)，则有

$$V = v - k'_v \cdot M(z) + \varepsilon \cdot (B-V) + \xi_v, \qquad (4.39)$$

将式(4.35)中的 $(b-v)_0$ 值代入式(4.37)，则有

$$B-V = \mu \cdot J_M \cdot (b-v) - \mu \cdot k'_{bv} \cdot M(z) + \xi_{bv}. \quad (4.40)$$

式(4.39)和(4.40)常称为工作方程. 对工作方程(4.39)和(4.40)

稍加变换，即可获得

$$\varepsilon \cdot (B - V) + v - V = k_v' \cdot M(z) - \xi_v, \qquad (4.41)$$

$$\mu \cdot J_M \cdot (b - v) - (B - V) = \mu \cdot k_{bv}' \cdot M(z) - \xi_{bv}. \qquad (4.42)$$

简捷法是通过观测几颗天顶距较小的标准星(高星)，以及几颗天顶距较大的标准星(低星)，从而迅速求得主消光系数的一种方法。通常，高星选在天顶附近，而低星选在 $z = 60°$ 左右。观测 1—2 对高星和低星往往会有较大的随机误差，而观测很多对高星和低星又变得十分繁琐，失去了简捷法的优点。经常采用的是观测 3 颗高星和 3 颗低星，这样既不失简捷法节省时间的优点，而且又能有较高的精度。

从式(4.41)和(4.42)可看出，当 ε，μ，J_M 为已知时，对任一标准星而言，其观测星等 v 与色指数 $b - v$ 依赖于 k_v'，k_{bv}' 以及大

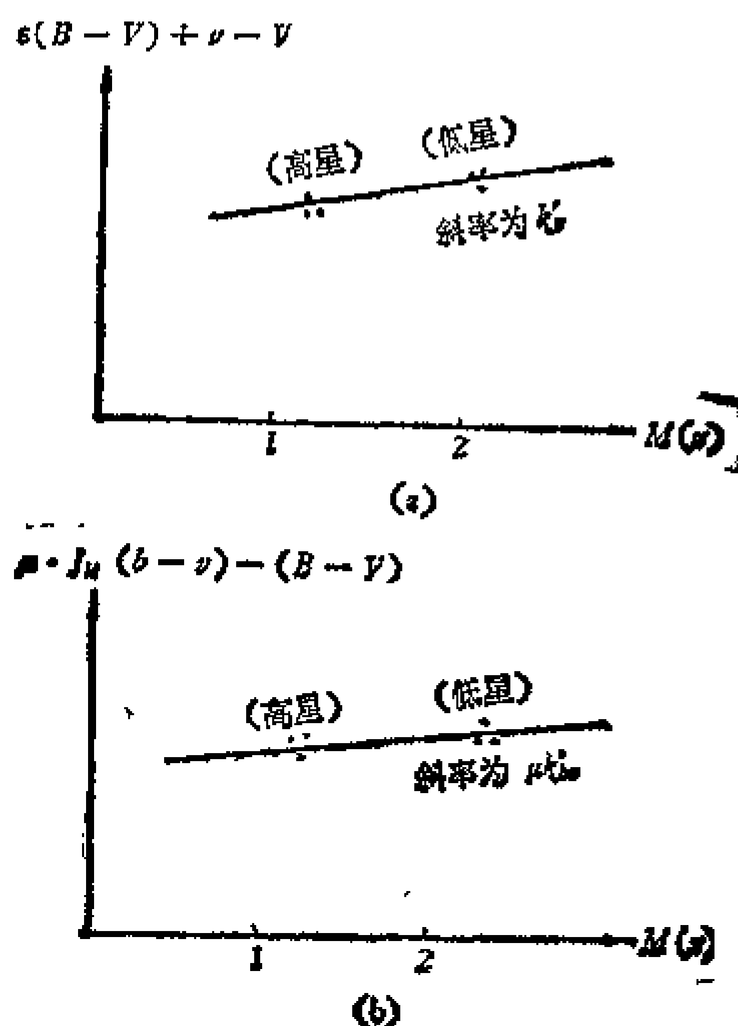


图 4.17 由简捷法求主消光系数。
a. 求 k_v'；b. 求 k_{bv}'。

气质量 $M(z)$. 而且,式(4.41)和(4.42)还表明,k'_v 是 $\varepsilon(B-V)+v-V$ 相对于 $M(z)$ 的直线方程的斜率(图 4.17a),而 $\mu\cdot k'_{bv}$ 是 $\mu\cdot J_M\cdot(b-v)-(B-V)$ 相对于 $M(z)$ 的直线方程的斜率(图 4.17b). 由此,k'_v 和 k'_{bv} 均可求得.

对于熟练的观测者,可在半小时左右时间完成三颗高星和三颗低星的观测. 这种方法不仅节省时间,而且避免了常规方法中因在观测期间大气透明度的变化而带来的误差.

上面仅用作图法说明三色测光归算的基本原理. 与此相类似,上述方法的原理也可用最小二乘法的运算公式给出,它对于使用电子计算机的测光工作是特别方便的.

四、较差测光中归算工作的简化

在变星的测光工作中,通常总是在变星附近选择一颗比较星,测量变星与比较星之间的星等差和色指数的差,即进行较差光度测量. 较差光度测量时,应注意以下几点:

1. 比较星应该是光度恒定的标准星.
2. 比较星的位置应与变星尽量接近,以便使它们有十分接近的天顶距和相应的大气质量.
3. 比较星的色指数应与变星尽量接近,星等值也不要与变星差得太多.
4. 为了提高观测精度,应避免在大的天顶距处进行较差光度测量.

在这种情况下,较差光度测量的归算可以加以简化. 下面就以 UBV 系统中的星等 V 和色指数 $B-V$ 为例来介绍较差测光中的归算方法. 根据工作方程(4.39)和(4.40),对于变星与比较星的光度测量有

$$\Delta V=\Delta v-k'_v\cdot\Delta M+\varepsilon\cdot\Delta(B-V), \qquad (4.43)$$

$$\Delta(B-V)=\mu\cdot\Delta(b-v)-\mu\cdot k''_{bv}\cdot\Delta(b-v)\cdot\bar{M}-\mu k'_{bv}\cdot\Delta M, \qquad (4.44)$$

其中 $\bar{M}$ 为变星与比较星的平均大气质量,Δv 和 $\Delta(b-v)$ 是它

们在观测系统中的 v 星等差和色指数差，ΔV 和 $\Delta(B-V)$ 是它们在标准系统中的 V 星等和色指数 $(B-V)$ 的差，ΔM 则是它们的大气质量的差.

式(4.43)和(4.44)中 ΔM 怎样求得呢？在 $z<60°$ 时，近似取

$$M \approx \sec z = (\sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta\cos t)^{-1},$$

对该式进行微分，则有

$$\Delta M = (P\sin\bar{t} + Q\cos\bar{t} + R)\cdot \bar{M}^2, \qquad (4.45)$$

其中

$$P = -\Delta\alpha\cos\varphi\cos\bar{\delta},$$
$$Q = \Delta\delta\cos\varphi\sin\bar{\delta},$$
$$R = -\Delta\delta\sin\varphi\cos\bar{\delta},$$

此处，$\Delta\alpha(=-\Delta t)$，$\Delta\delta$ 是两星的赤经差和赤纬差，$\bar{\delta}$，$\bar{t}$，$\bar{M}$ 表示两星的赤纬、时角及大气质量的平均值. 对于任何一对变星和比较星，P，Q，R 都是可以计算的常数，因此根据式(4.45)，可看出 ΔM 是 $\bar{t}$ 的函数，它不难求出.

前面已指出，在观测系统建立和稳定以后，经过一段时间的实测工作，转化系数 ε 和 μ 便是已知的和基本不变的，二次消光系数 k''_{bv} 基本上也是恒定的. 而一次消光系数 k'_v，k'_{bv} 则可用常规法或简捷法求出，于是从式(4.43)和(4.44)中便可求得 ΔV 和 $\Delta(B-V)$. 从而可进一步求出变星在该观测时刻的 V 星等和 B 星等.

在有的较差测光工作中，由于没有仔细研究观测系统和标准系统的转化问题，ε 和 μ 等转化系数无法得知，因而只能经大气消光改正后，以观测系统的大气外星等和色指数的值表示.

§4.4 光电测光的随机误差与系统误差

光电测光是现有的测光方法中精度最高的，它可以达到千分之一星等. 但是要达到这样高的精度，必须认真地消除和减小光电测光中的随机误差和系统误差，否则，光电测光的高精度是无法

达到的．本节仅就引起这些误差的因素作一概括介绍，并对如何减小这些误差提出一些原则性意见．

一、光电测光的随机误差

光电测光的随机误差在电流测量的记录方式时主要表现为光电流或讯号电压的噪声，在光电子计数的记录方式时主要表现为被记录的光电子数的噪声．下面仅以光电子计数的记录方式来进行讨论，对于电流测量的记录方式，读者可自行推出某些相似的结论．

引起噪声的因素有以下几种：

1．光子噪声　这是指由被测量天体的辐射所造成的噪声．光子到达探测器是不均匀的，它有着无规涨落．若在某通带内星光每秒发出的光子数为 n_p，测量的积分时间为 t（秒），光电倍增管的量子效率为 ε，则在此通带内由星光所产生的光电子计数 N_p 为

$$N_p = \varepsilon n_p t. \tag{4.46}$$

在通常情况下，光子噪声往往遵守泊松统计律，即光子噪声 ΔN_p 可表示为[1]

$$\begin{aligned}\Delta N_p &= N_p^{1/2} \\ &= (\varepsilon n_p t)^{1/2}.\end{aligned} \tag{4.47}$$

2．天光噪声　这是指光电光度计光栏中所对应天空区域的背景光（天光）的起伏造成的噪声．天光噪声也服从泊松统计律，若在某通带内天光每秒发出的光子数为 n_b，测量时的积分时间为 t（秒），光电倍增管的量子效率为 ε，则由天光产生的光电子计数 N_b 为

$$N_b = \varepsilon n_b t, \tag{4.48}$$

而天光噪声为

$$\Delta N_b = (\varepsilon n_b t)^{1/2}. \tag{4.49}$$

3．暗噪声和仪器噪声　光电倍增管在没有光讯号时，由于热

1）参见本章末参考书目[6]第99页．

电子发射等原因，依然在光阴极上有光电子输出，这称为暗计数．暗计数的噪声即为暗噪声．而仪器噪声则是由于仪器性能的偶然变化所带来的噪声，例如光电倍增管工作电压的偶然变化、放大器放大系数的偶然变化、记录系统中一些元件性能的偶然变化等因素都会导致仪器噪声．仪器噪声主要靠认真选择和调试测光设备来使之减小．一般情况下，暗噪声和仪器噪声也可视为无规事件而服从泊松统计律．如我们把暗噪声和仪器噪声放在一起来考虑，并定义每秒引起相同噪声的等效被检测光子数为 n_d，则暗噪声和仪器噪声的综合效果 ΔN_d 的大小为

$$\Delta N_d = (\varepsilon n_d t)^{1/2}. \tag{4.50}$$

4. 闪烁噪声　由于地球大气的扰动和密度不均匀，星光通过地球大气后会显得时亮时暗，这种星光闪烁所引起的噪声称为闪烁噪声．闪烁噪声随测光所用望远镜的口径增加而增大，又随大气质量的增加而很快地增加．闪烁噪声与光子噪声相比较，对于亮星而言，闪烁噪声大于光子噪声；对于暗星而言，闪烁噪声小于光子噪声．根据杨 (A. T. Young) 的计算，在海平面的高度上，若使用 40 厘米的望远镜进行 UBV 系统的 B 星等测光时，分别对位于天顶方向的 7 等星和位于天顶距为 60° 左右的 9 等星，闪烁噪声和光子噪声相等．如改用 90 厘米的望远镜时，则对于比上述更暗 $0^m.6$ 的星，闪烁噪声和光子噪声相等[1]．

上面几种噪声中，前三种噪声都服从泊松统计律．下面在某种近似条件下推出信噪比(即相对误差的倒数)的表达式．若我们在大气质量不大的情况下观测暗星，这时闪烁噪声比光子噪声小得多，可以近似忽略，于是可仅考虑前三种噪声．

由式 (4.15) 得知，为了得到天体在 i 通带内的观测星等 m_i，必须同时测得天体在光栏内时的响应 D_{it} 和天体移出光栏时的响应 D_{ib}．在这里 D_{it} 显然等于天体位于光栏内时在积分时间 t 内的光电子计数，即

1) 参阅本章末参考书目[ ]第 2 章第 102 页．

$$D_{ts} = \varepsilon (n_p + n_b + n_d) t, \tag{4.51}$$

而此时相应的噪声 ΔD_{ts} 为

$$\Delta D_{ts} = [\varepsilon (n_p + n_b + n_d) t]^{1/2}. \tag{4.52}$$

另一方面，D_{tb} 等于天体移出光栏时在积分时间 t 内的光电子计数，即

$$D_{tb} = \varepsilon (n_b + n_d) t, \tag{4.53}$$

而此时相应的噪声 ΔD_{tb} 为

$$\Delta D_{tb} = [\varepsilon (n_b + n_d) t]^{1/2}. \tag{4.54}$$

由式 (4.15) 得知观测星等 m_t 为

$$m_t = -2.5 \lg (D_{ts} - D_{tb}),$$

记可直接换算出观测星等的有用讯号 $D_{ts} - D_{tb}$ 为 D，则由式 (4.51) 与 (4.53) 可得

$$D = \varepsilon n_p t, \tag{4.55}$$

而总的噪声 ΔD 为两次观测时的噪声的均方和，即

$$\begin{aligned} \Delta D &= (\Delta D_{ts}^2 + \Delta D_{tb}^2)^{1/2} \\ &= [\varepsilon(n_p + 2n_b + 2n_d)t]^{1/2}. \end{aligned} \tag{4.56}$$

由式 (4.55)和 (4.56)，可得测光响应的相对误差（信噪比的倒数）为

$$\frac{\Delta D}{D} = \left(\frac{1 + \dfrac{2n_b + 2n_d}{n_p}}{\varepsilon n_p t} \right)^{1/2}. \tag{4.57}$$

然而测光中获得的观测星等的随机误差 Δm_t 为

$$\begin{aligned} \Delta m_t &= -2.5 \lg \left(\frac{D + \Delta D}{D} \right) \\ &= 1.086 \ln \left(1 + \frac{\Delta D}{D} \right) \\ &= 1.086 \left[\frac{\Delta D}{D} - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^3 \cdots \right], \end{aligned}$$

当 $\frac{\Delta D}{D} \ll 1$ 时，有

$$\Delta m_t \approx 1.086 \frac{\Delta D}{D}, \tag{4.58}$$

即观测星等的随机误差近似地相当于测光响应信噪比的倒数．因此下面只要从式(4.57)来进行讨论就可以了．

若光电倍增管处于恒定的低温下，测量仪器又是优质、性能稳定的，暗噪声和仪器噪声很小；又若测光时所选用的光栏足够小，天光噪声也很小，只要所观测天体不是过分暗弱，往往能满足条件 $2n_b + 2n_d \ll n_p$，于是由式(4.57)得

$$\frac{\Delta D}{D} \approx (\varepsilon n_p t)^{-\frac{1}{2}}. \tag{4.59}$$

这是我们所期望的观测情况．此时只要每秒有一定的星光光子数 n_p 和足够的积分时间，是容易做到高精度的测量的．例如取 ε 为 0.1，n_p 为 10^4，t 为 100 秒，此时由式(4.59)可知相对误差 $\frac{\Delta D}{D}$ 约 0.003 左右．

相反，如果星十分暗弱或者暗噪声、仪器噪声及天光噪声很大，即当 $n_p \ll 2n_b + 2n_d$ 时，由式(4.57)可得

$$\frac{\Delta D}{D} \approx \left(\frac{\frac{2n_b + 2n_d}{n_p}}{\varepsilon n_p t}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{4.60}$$

由于此时 $\frac{2n_b + 2n_d}{n_p}$ 为一大数，只有 t 很大时，才能取得较小的 $\frac{\Delta D}{D}$ 值．然而，由于下述两个原因，实际上 t 不能取得太大：

1. 在一个观测夜必须保证归算所需的足够数量的观测数据，因而不能过分延长单个观测数据的积分时间；

2. 积分时间 t 过长必然会引进其它的误差，例如由于大气质量的较大变化而引起相当大的系统误差．

因而，当暗噪声、仪器噪声及天光噪声很大时，对暗星的观测难于达到高精度。

从上述讨论可得如下结论：

1. 为了降低测光工作中的随机误差，提高观测精度，关键在于降低 $n_b + n_d$，即尽量减少天光噪声、仪器噪声及暗噪声，最好能满足条件 $2n_b + 2n_d \ll n_p$；其次应设法增大 $\varepsilon n_p t$ 值，这意味着采用高量子效率的光电倍增管，使用较大口径的望远镜和适当增加每次观测的积分时间。

2. 在不考虑闪烁噪声时，在其它条件(如仪器条件、积分时间等)相同的情况下，亮星的测量比暗星有更高的精度。

3. 式(4.57)是在忽略闪烁噪声的情况下推出的，它给出了一个测光信噪比的理论极小值。在测光工作中，特别当闪烁噪声近于或大于光子噪声时，实际上的结果会比由该式算出的大得多。为了减少闪烁噪声，所有的观测要尽可能在大气质量较小时进行，同时在测定消光系数时也应避免选用过亮的标准星。

二、光电测光中的系统误差

光电测光中的系统误差往往由某些与仪器、大气和归算方法有关的因素产生。由于各个观测者所用的仪器与其它条件的不同，测光工作中存在的系统误差也互不相同。这里仅对可能存在的系统误差作一般讨论。

(一) 和仪器有关的系统误差

1. 温度效应　使用致冷箱使光电倍增管恒定地处于给定的低温下是完全必要的。它不仅可以降低仪器噪声，而且使光电倍增管的灵敏度保持恒定。即使有了恒温装置，还必须仔细研究光电倍增管所处的环境温度改变带来的系统误差。例如使用乾冰的致冷箱，在望远镜指向天空的不同方位时，致冷箱内的乾冰时而紧贴时而离开安放光电倍增管的金属箱，必然会导致在观测不同天体时光电倍增管所处的环境温度不同。为了消除这种误差，选用恒

湿性能好的致冷箱是十分必要的。

2. 疲乏效应　不少光电倍增管在刚开始观测时往往灵敏度较高，而过了几小时以后灵敏度会逐渐降低，这种疲乏效应必然带来系统误差。在观测过程中使用标准光源不断校验光电倍增管灵敏度的变化，并在归算中作相应的改正是消除这类误差的主要办法。如光电光度计没有标准光源，则应选用经过一段测量时间后敏度相当稳定的光电倍增管，并使它在给定的微弱光下照射足够时间后再开始正式观测。

3. 非线性　光电倍增管一般情况下是线性的辐射探测器，但当几个观测对象亮度有很大差异时往往会偏离线性，从而带来系统误差。消除这种系统误差的办法是，事先尽量选用线性范围较大的光电倍增管，并在测光工作中尽量避免观测彼此星等相差很大的天体。

4. 磁场效应　处于磁场中的光电倍增管，对不同的磁力线取向，具有不同的灵敏度。例如 RCA 1P21 型光电倍增管，1 高斯的磁场最大可导致测光响应量的 5% 的差别。地球磁场为 1/3 到 1.2 高斯左右，同时由于望远镜和圆顶的磁化，还会使观测地点有更强的磁场，为了消除和降低磁场效应的影响，使光电倍增管处于充分的磁屏蔽状态下是十分必要的。

5. 重力效应　由于重力影响，望远镜、光度计或光电倍增管内会出现弯沉。这被称为重力效应，它使望远镜和光电光度计处于不同位置时有不同的灵敏度。一般在望远镜和光度计设计时应考虑到，使它们的弯沉尽量地小，同时也应挑选弯沉很小的光电倍增管。此外，在望远镜观测不同方位的天体时，应增加用标准光源进行校验的次数，以便在归算时容易修正因重力效应所引起的系统误差。

6. 仪器漂移　测光所用的仪器性能的某些定向漂移（如在观测期间光电倍增管供电电压向一定方向的漂移、直流放大器和有关记录设备的零点漂移及温度的漂移等）也会带来系统误差，这种仪器漂移的因素往往十分复杂，必须事前对仪器的性能进行仔细

的研究并力求减小它们．在测量工作中标准光源的使用也会有助于消除仪器漂移的影响．

（二）和大气有关的系统误差

1．大气色散和星像抖动　为了减少天光和天光噪音，从而减小测量的随机误差，望远镜的焦平面上应放置一个足够小的光栏．但是，由于衍射、特别是由于大气色散和大气抖动，使星像的位置、形状及它在焦平面上的能量分布复杂化了，小的光栏往往会挡住被测天体的一部分光而带来系统误差．

即使不考虑像差，在望远镜的焦平面上也不会呈恒星像于一点，而是一个衍射圆斑．更重要的，由于不同波长的光在穿透大气时折射率不一，造成大气色散，于是即使在好的星像宁静度的条件下，星像也会伸展成一条沿地平经圈色散的短光谱，波长较长的光偏离光栏中心的一端，而波长较短的光在另一端．这种色散对天顶方向的天体为零，而随天体的天顶距增加而增加，在使用不同的滤光片进行多色测光时，实际上星像在光栏中的位置是互不相同的，有时甚至一部分光会被光栏挡住．同时，由于低层大气的湍流，使星像发生抖动，在较大口径的望远镜中，实际上星像为一个视影圆面，它的大小随天顶距和气候条件而变．于是光栏大小的选择应考虑以上诸因素的影响，而应有足够的大小，以防止星像的一部分被光栏挡住而带来系统误差．在这里，我们还假设望远镜的转仪钟运转是十分良好的，否则还需考虑转仪钟运转不良造成星像在光栏中位置的变化．

2．消光系数随时间和方位的变化　在同一观测夜，消光系数既不是一成不变也不是严格地各向同性的，通常有两种变化．一是它随时间而改变，例如在晴朗的夜间，由于白天因地面受热所升起的烟雾的对流逐渐消失，消光系数会逐渐变小，同时消光系数还随气象条件的变化而改变；二是消光系数又和天体所在的方位有关，特别对在城市附近和周围地形很不对称的观测站，尤其如此．

将用常规法测得的消光系数用到不同方位的待测星时，实际

上是忽略了消光系数随时间与方位的变化，因而必然会在结果中引进系统误差.

由于对低层大气，消光系数随时间及方位的变化关系更为密切，因此如果把观测台站选在远离城市而海拔较高的高山上，将会减小这种系统误差. 另外，在观测者的测光系统建立前，对消光系数与时间及方位的相关性进行研究也是必要的.

(三) 测量和归算方法中引入的系统误差

1. 计算大气质量中的误差　上世纪末，本波拉德 (A. Bemporad) 应用温度随高度增加而降低的大气模型，从理论上计算出大气质量表(见附表三). 长期以来，这一工作得到举世的公认. 但是，根据本波拉德的理论得到的只是对应于一定天顶距的大气质量，而没有考虑大气质量随波长的变化. 实际上在同一天顶距处，大气质量对不同波长的光略有差异，一般红光的大气质量要比本波拉德的理论值大些，而蓝、紫光则要小些. 当天顶距很小时，这种偏离接近于0，而当天顶距增大时，这种偏离也越来越大. 因此，如在天顶距较大处进行多色测光，对不同的色都用本波拉德的值必然会引进系统误差.

产生系统误差的另一个原因是错误地使用了本波拉德的大气质量表. 必须记住该表中给出的值是对视天顶距而言，而直接从式 (4 30) 计算出的天顶距是真天顶距，如不作改正就套用本波拉德的表，在天顶距不大时引进的误差较小，而当天顶距增大时这种误差将迅速增加. 例如在天顶距 74° 时，用真天顶距代替视天顶距套用本波拉德的表所引进的大气质量误差可达 0.01.

2. 用颜色代替星等测量所带来的误差　在多色测光中，常常观测天体的不同色来构成观测色指数. 对于可同时观测几个颜色的多通道光度计来说，由于不同色的观测可在同一大气质量下同时获得，因此这种测量方法容易抵消仪器误差的影响，提高测量精度. 但在使用单通道光度计时，二个构成色指数的相关色却不可能同时进行观测，而必须依次进行. 在天顶距较大时，大气质量随

时间的变化相当迅速，即使从一个色的观测转到另一个色只有几分钟，大气质量也已有了可观的变化，这就不可避免地会在归算中引进系统误差.

一般情况下，色指数的零点项比星等的零点项更稳定，因为不少仪器误差的因素在色指数的观测中往往互相抵消. 但如果仪器的性能是十分稳定的，那么根据误差传递律，各自的星等测量将比它们的差(色指数)更精确，因而各自进行星等测量更加合适. 当然如果用的是多通道光度计，采用色指数的测量还有一个额外的好处，即两种色的测光同时进行时，闪烁噪声大部分可以互相抵消. 所以为了提高测量精度，是选择测量星等还是色指数，观测者必须根据具体情况进行斟酌.

3. 福贝斯 (Forbes) 效应　§ 4.3 中已指出，一天体的观测星等 m 和其大气外星等 m_0 有关系式

$$m - m_0 = kM(z),$$

其中 $k = k' + k''c$，$M(z)$ 为大气质量.

这一公式表示，观测星等 m 和大气质量 $M(z)$ 有线性关系，而 k 的意义就是大气质量增加 1 时观测星等进一步增大的值. 实际上这种关系并不严格成立. 因为在观测系统所对应的通带内，波长较短的光往往比波长较长的光遭到更大的消光，而在较大大气质量处，这种波长较短的光已经消除得比较干净，因此再增加单位大气质量时，进一步的消光值将会变小. 这叫做福贝斯效应，它对于宽带测光中通带位于蓝、紫区的测光系统(例如对 UBV 测光系统中的 U 星等)尤为明显. 由于福贝斯效应，上述线性关系不完全成立，在较大大气质量处求出的消光系数就会偏小，从而造成归算结果中存在较大的系统误差. 为减少这种误差，一般应尽量避免在过大的大气质量处进行测光.

4. 由参量的随机误差所引起的测光结果的系统误差　不论是采用作图法还是最小二乘法归算，都建立在这样一个假定的基础上，即观测数据的随机误差是在平均值附近作正态分布. 这个假定对于测光的响应量来说一般是正确的，但对于星等值来说往往

并不正确，这是由于响应量平均值的对数不等于响应量对数的平均值。

若 $\bar{D}$ 为响应量的平均值，响应量的随机误差为 ΔD，根据正态分布律，若有一个响应量 $\bar{D}+\Delta D$，则必有一个相对应的响应量 $\bar{D}-\Delta D$，于是

$$
\begin{aligned}
&-2.5\lg(\bar{D}+\Delta D)-(-2.5\lg\bar{D})\\
&=-2.5\lg\left(1+\frac{\Delta D}{\bar{D}}\right)\\
&=-1.086\ln\left(1+\frac{\Delta D}{\bar{D}}\right)\\
&\approx -1.086\left[\frac{\Delta D}{\bar{D}}-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta D}{\bar{D}}\right)^2+\cdots\right],
\end{aligned}
\tag{4.61}
$$

类似地，可推出

$$
\begin{aligned}
&-2.5\lg(\bar{D}-\Delta D)-(2.5\lg\bar{D})\\
&\approx -1.086\left[-\frac{\Delta D}{\bar{D}}-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta D}{\bar{D}}\right)^2+\cdots\right].
\end{aligned}
\tag{4.62}
$$

将式(4.61)与(4.62)相加并除以2，则有

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{2}\left[-2.5\lg(\bar{D}+\Delta D)-2.5\lg(\bar{D}-\Delta D)\right]-(-2.5\lg\bar{D})\\
&\approx 0.543\left(\frac{\Delta D}{\bar{D}}\right)^2.
\end{aligned}
\tag{4.63}
$$

式(4.63)左端第一项给出响应量所对应的星等的平均值，第二项给出响应量的平均值所对应的星等，两者之差可以看成响应量的随机误差所引起的星等的系统误差，用 δ 表示，则有

$$
\delta\approx 0.543\left(\frac{\Delta D}{\bar{D}}\right)^2. \tag{4.64}
$$

由式(4.64)可知，当随机误差 $\frac{\Delta D}{\bar{D}}$ 为 0.01 时，所引起的星等的系统误差 δ 不足 0.1%；当 $\frac{\Delta D}{\bar{D}}=0.1$ 时，δ 约 0.5%；当 $\frac{\Delta D}{\bar{D}}=0.2$ 时，δ 达 2%。这表明由这种原因造成的系统误差，在随机误差较小

时，完全可以忽略，而当随机误差较大时(例如在对很暗的星的测光工作中)，则不能忽略。

此外，在用简捷法测消光系数时，由于标准星本身的随机误差，会导致获得的主消光系数与实际值有相当的偏离，特别在仅仅使用少数几颗标准星时，尤其是这样。于是，当使用这种不正确的主消光系数来归算这夜的测光资料时，就会在测光结果中引进系统误差。

三、几点结论

综上所述，为了消除和减少各种误差，特别要注意以下几点：

1. 应使用优质的光电光度计：如选用线性好、疲乏效应小和结构稳定的光电倍增管，良好的磁屏蔽条件以及温度变化小于0.1℃的致冷箱等。

2. 在测量过程中应使用光度足够稳定的标准光源不断地检验光电倍增管灵敏度的变化，并对这种变化在归算中合理地加以消除。

3. 在仔细考虑天光噪音以及衍射、大气色散、星像宁静度等因素的基础上，选择一个随机误差和系统误差都比较小的大小合适的光栏。在观测时，应注意保持待测天体始终处于光栏中心同一位置上。

4. 力求在上中天附近对待测星进行测光。而为求消光系数的标准星的测量也要避免在天顶距大于70°处进行。

5. 足够频繁地观测为求消光系数所选定的标准星，以使求得精确的消光系数以及它们随时间的变化。

6. 在充分考虑到观测者的测光课题及仪器性能特点的基础上，设计合理的测量和归算方案。

§4.5 照相光度测量

用照相底片作为辐射探测器，拍摄天体的照片，对星像进行测

量，以求得天体的视星等，这便是照相光度测量（简称照相测光）。

十九世纪中叶照相术和测光术用到天文学中后，照相测光便逐渐发展起来，代替了精度较低的目视测光。本世纪上半叶，在照相测光中主要采用国际二色系统，这一测光系统在历史上曾起过很大的作用。但由于没有事先研究和测定该系统的响应曲线，归算不同天文台的观测结果时用的方法也不够科学（没有考虑各天文台的测光系统的转化），因此精度较低。近代照相测光工作中已经很少采用国际二色系统，而通常采用 UBV 系统。

光电测光得到广泛的应用以后，由于其精度比照相测光高得多（光电测光最高能精确到千分之一星等，而照相测光只能精确到百分之几星等），照相测光方法已退居第二位。但照相测光也有光电测光所无法比拟的优点，光电测光一般每次只测量一颗星，而照相测光每次却可以同时拍下千百颗恒星，因而能在短时间内获得大量天体的测光资料。在恒星统计及巡视特殊天体的工作中，照相测光更是不可缺少的手段。

恒星的照相测光可以拍摄恒星的焦点像，也可以拍摄焦外像。下面仅以恒星焦点像的测光为例，对照相测光的一般过程作一介绍。

一、拍摄

其目的是要获得可供测量用的良好的待测天区的照片。这一阶段工作中应注意以下几个问题：

1. 望远镜、滤光片和底片的正确匹配　现代照相测光中往往用光电测光所常用的测光系统。通常要求对望远镜、滤光片和照相底片进行正确的选择，使它和标准测光系统的平均波长及通带半宽相匹配，以便使两者的响应曲线尽量接近，从而达到归算方便和测光精度较高的目的。对 UBV 测光系统而言，一般应使用镜面镀铝的反射望远镜，并对底片和滤光片作如下选择：

2. 必须在同一张底片上同时拍下标准星和待测星　对 UBV 测光系统而言，光电测光已获得了全天的许多测光标准星，给出了

	底片	滤光片		平均波长 (λ_m)	通带半宽 ($\Delta\lambda$)
		新型号	旧型号		
U	色盲片	—	Schott UG2	3540埃	600埃
B	色盲片	GG 385	Schott GG 13	4330埃	950埃
V	正色片	GG 5[illegible]	Schott GG 11	5750埃	1400埃

星表，因此要达到上述要求一般来说是不困难的．但如对某一天区而言无法满足这一要求的话，则应首先用光电测光测定该天区中相当星数的标准光电星等（测定时要考虑到星等范围、颜色、天区的大小等），然后才能作照相测光．过去经常使用的先后在天顶距相等处拍摄标准星与待测星的方法，由于测量结果误差较大，现已很少使用．为了减少大气消光对测光结果的影响，应尽量在待测天区处于较小天顶距时进行观测．

3．调焦　为了拍摄恒星的焦点像，应使底片位于物镜的焦平面上，对于焦平面是弯曲的望远镜，还需使底片有恰当的曲率．

4．选取合适的露光时间　拍摄待测天区的露光时间，首先决定于所要求的极限星等．在多色测光中，为获得同一天区的不同色的星等，往往选用不同的露光时间．如对 UBV 系统，一般 *U* 星等露光时间最长，*V* 星等次之，*B* 星等露光时间最短．各类星等露光时间均不宜过长，一般应控制在一小时以内，否则由于较差大气折射，底片上某些地方的星像将变长．

5．导星　拍摄工作中必需认真地导星，使拍得的底片中星像呈正圆形，否则会大大降低测量精度．

6．显影、定影、水洗　以熟练的暗室操作技术在暗室中对已拍摄的底片进行显影、定影、水洗等，要注意各个环节，以保证冲洗底片的质量．

二、测量

这一阶段的工作主要是用专门仪器测量所有标准星和待测星的密度，或某种与密度有关的参量．

其它条件相同的情况下，相等的照度产生同样的感光效果，而照度越大，星像就越黑、越不透明．底片上的感光效果常用照相密度D来衡量．§3.2中已讲过照相密度的定义，但为方便起见，在实际工作中常采用按如下定义的照相密度．令测量过程中，通过底片上透明背景处的辐射流为Φ_1，而通过底片上星像处的辐射流为Φ_2，则定义照相密度D为

$$D = \lg\frac{\Phi_1}{\Phi_2}. \tag{4.65}$$

整个测量工作的基本要求就是要用光度计准确地、迅速地获得底片上所有标准星和待测星的密度(或某种相当于密度的参量)．

用于照相测光的光度计通常有三类：第一类是定光栏测微光度计；第二类是光栏大小连续可调的光瞳光度计；第三类是全自动测微光度计．

定光栏测微光度计是最原始的，精度也最低，在天文工作中目前已很少使用，但它对于了解密度测量的基本原理却是最简单明瞭的． 图4.18是一个定光栏测微光度计的光路图．发光稳定的光源Q均匀照射透镜L_1，显微物镜L_2把定光栏D_1的缩小像呈在底片P上，因为光栏D_1紧靠透镜L_1，D_1也被光源均匀照射，因而底片上被照射的部分(D_1的缩小像)是均匀的．显微物镜L_3把星像放大，并呈现在光栏D_2处，透镜L_4把显微物镜L_3的像呈在光电池上．在测量时，先选择光栏D_1，使其在底片P上的像略大于拟测量的最大的星像，然后保持其大小固定．移动底片使被测星像位于光束中央，测得对应于星像的光电流读数d_s，然后移动底片，把星像完全移出光束之外，使星像附近的背景处于光束中，测得背景的光电流读数d_f，通常可近似认为光电池是线性的，这时星像密度D由公式

$$D = \lg\frac{d_f}{d_s} \tag{4.66}$$

决定．为了提高测量精度，d_f可取星像周围上下左右各处的平均值，d_s则可取几次对准星像时的读数平均值．

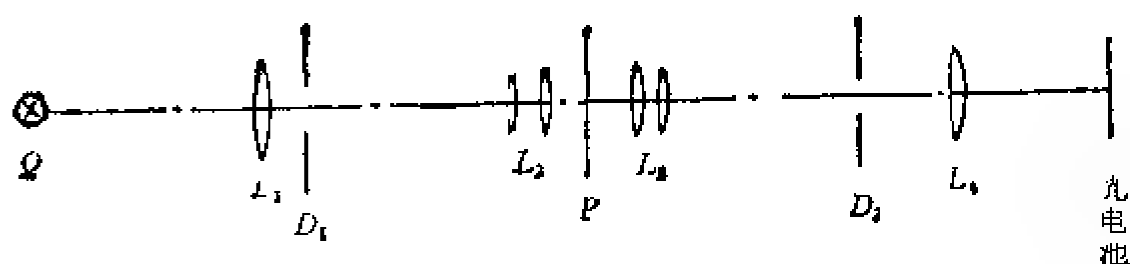


图 4.18 定光栏测微光度计的光路图.

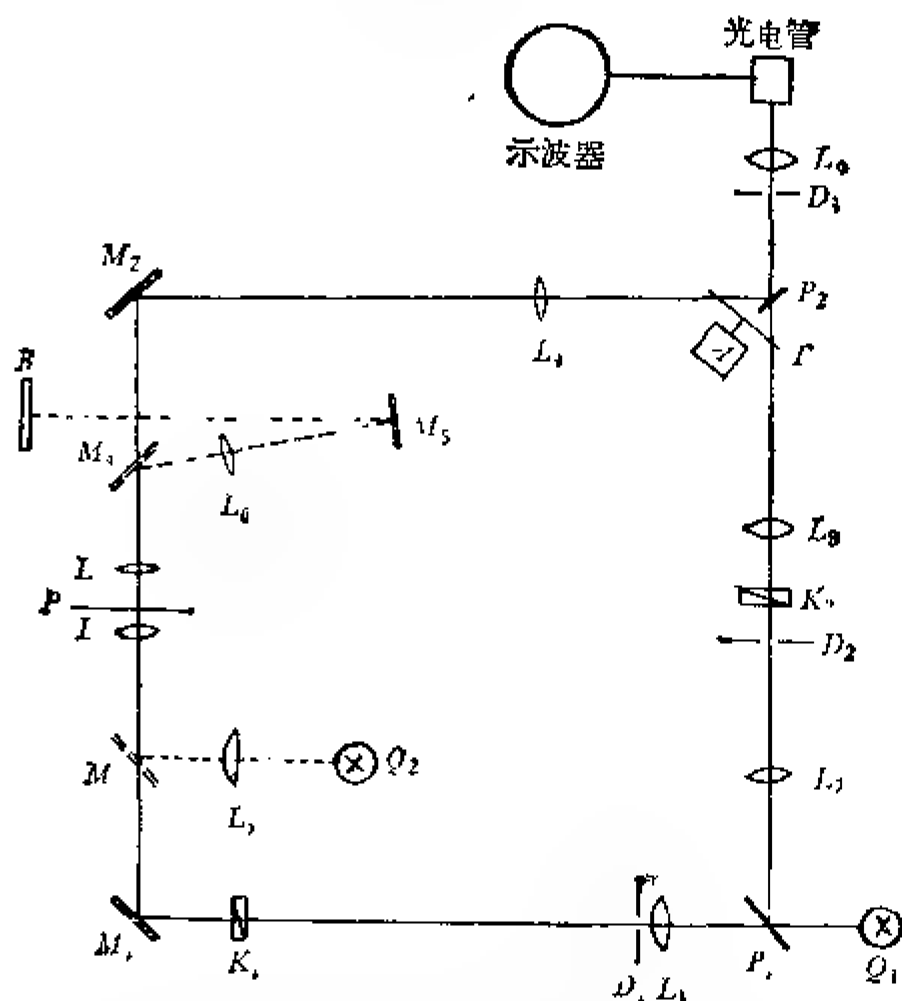


图 4.19 光瞳光度计的光路图.

光瞳光度计的特点是比较两个光束，求出同星像密度有关的量(光瞳读数)．其光路如图 4.19 所示．光源 Q_1 发出的光到达半透明反射镜 P_1 后被分成两路：一路是测量光束，它透过半透明反射镜 P_1，经光瞳光栏 D_1、光劈 K_1，再经平面反射镜 M_1 反射后，由显微物镜 L_2 把光栏 D_1 的缩小像呈现在底片 P 上，透过底片的光经显微物镜 L_3、平面反射镜 M_2、透镜 L_4，由半透明反射镜 P_2 反射

后，再经光栏 D_3 和透镜 L_4，最后照射在光电管上；另一路是比较光束，它由半透明反射镜 P_1 反射后，经透镜 L_7、光栏 D_2、光劈 K_2、透镜 L_8，透过半透明反射镜 P_2，最后同样经光栏 D 和透镜 L_9 后照射到光电管上．在半透明反射镜 P_2 前有旋转圆片 T，圆片上开有扇形孔，当马达 A 带动圆片 T 转动时，扇形孔交替地位于测量光束和比较光束中，因而光电管交替地被两个光束照射．若两束光强度相同，光电管的瞬时输出信号相同，在指示器(例如示波器)的信号屏上可以看出．此外，当平面反射镜 M_3 和 M_4 同时插入测量光束时，这时原测量光束被挡住，而由光源 Q_2 发出的光经透镜 L_5，平面反射镜 M_3 和显微透镜 L_2、L_3，平面反射镜 M_4，透镜 L_6，平面反射镜 M_5，最后导底片的像在毛玻璃屏 B 上，供认星和检验星像是否位于光束中央用，在测量时，则需将平面反射镜 M_3、M_4 移开．

用光瞳光度计进行测量时，先把底片上背景部分移入测量光束中，认真选择恰当的初始光瞳，并调节光劈 K_1、K_2，使光电管的瞬时输出信号相同，这表明两光束的强度一样．然后将光束对准被测的星像，显然这时照射光电管的两光束便失去平衡，调节光瞳光栏 D_1 的大小，直到两个光束重新达到平衡．这时光瞳光栏 D_1 的读数 n (称光瞳读数)由星像密度决定．密度越大，光瞳光栏就要开得越大．这样光瞳大小的读数 n 实际上便是照相效果的一种量度，它和星像的密度 D 有一定的函数关系，$n=f(D)$，所以光瞳读数是星像密度 D 的某种标志．

光瞳光度计与定光栏光度计相比有如下优点：

1 定光栏光度计是单光束的，因此其光源亮度的随机起伏必然会影响测量结果，它的测量误差较大(约 $\pm 0^m.05$)；光瞳光度计则是双光束的，光源亮度的随机起伏不会影响测量结果，测量误差小(约 $\pm 0^m.01$)．

2. 定光栏光度计选定一定大小的光栏后，测量的星等范围只有 2—3 个星等．测量一张底片往往要换几次光栏，每换一次光栏要相应地建立一条定标曲线；光瞳光度计测量的星等范围可达 10

个星等，测量一张底片通常只要建立一条定标曲线就够了.

3. 使用光瞳光度计要比定光栏光度计的工作效率高.

光瞳光度计尽管克服了定光栏光度计的某些缺点，测量精度和工作效率都有所提高，但一张拍好的底片，上面往往有几千颗星像，要逐个进行对准测量，仍然是十分繁琐的事情. 电子计算机问世以后，随之出现了一些不同型号的全自动底片处理机，这种仪器在测量原理上并没有根本的变化，它的关键在于用电子计算机自动控制和操纵仪器的运行，获得的信息也可输入电子计算机进行处理. 全自动底片处理机的功用比测微光度计更广泛，它不但可以测量天体的密度，而且可以测量其坐标（X Y）和距离，有的全自动底片处理机甚至还可以进行天体光谱的测量工作.

现国际上为不同的目的已研制出多种不同的全自动底片处理机，例如本世纪七十年代英国研制成的 GALAXY (General Automatic Luminosity And X Y Measuring Machine 的缩写)、COSMOS (Coordinate Size, Magnitude, Orientation, Shape 的缩写)、APM (Automated Plate Measuring System 的缩写)等型，主要就用于处理施密特底片. 施密特望远镜视场大，因此施密特底片上的星像极多，而上述几种全自动底片处理机都有很高的工作效率，对处理这种底片是很合适的. GALAXY 在粗测时每小时可测 10^7 个星(测量坐标精度为几个微米，星等精度为 $0^m.1$)，精测时每小时可测 900 颗星(测量坐标精度为 0.5 微米，星等精度为 $\pm 0^m.02$)，而若用光瞳光度计测量，两个人每小时约可测 40 50 个星，如果再用坐标量度仪去测天体的坐标，还要费同样多的时间，显然前者的工作效率比后者要高得多. GALAXY 只能测量圆形星像，而 COSMOS 不仅可以测量圆形星像，还可以将星系像与恒星像区分开，并能描出星系的等密度图，它的效率比 GALAXY 更高，通常在 18 个小时内就可以精测完一张 300×300 毫米^{2}的施密特底片，同时COSMOS 还可以代替显微光度计进行光谱描记工作. APM 的测量速度比 COSMOS 还要高，性能也更为全面.

目前世界上应用更为普遍的全自动底片处理机是 PDS (Pho-

tometric Data System)，它的工作效率虽比上述几种全自动底片处理机要低，但光度测量精度则更高．它一般不适合于做大张底片的扫描工作，而适合于定点(已知坐标的对象)测光工作或光谱片的处理工作．这种型号的底片处理机已经投入商品生产，目前世界上已有许多大天文台(包括我国的紫金山天文台)配备了这种仪器．

总之，全自动底片处理机不仅效率高，精度高，而且还可以代替坐标量度仪、比长仪、光瞳光度计、显微光度计等多种测量仪器，完成多方面的测量工作．

三、归算

归算工作主要是底片定标和测光系统的转化． 建立密度(或光瞳读数)与星等值间关系的过程，称为底片定标；所获得的密度(或光瞳读数)与星等值之间的关系曲线称为定标曲线．把观测获得的星等值转化到标准系统中的星等，这叫做测光系统转化．

较严格的照相测光归算是采用逐次近似的归算方法，它的特点是把底片定标和测光系统转化结合起来进行．下面以 UBV 系统中的 B，V 星等为例来介绍这种归算方法．

1. 用逐次近似法建立定标曲线 若我们拍摄了接近于V星等和B星等的照相测光底片各一张，而且在这两张底片上都同时有测光标准星和待测星．这时可近似认为每张底片上标准星与待测星的大气消光相同，于是在照相测光的精度范围内，常可以省去对大气消光的改正．由于在拍摄时已选用了合适的滤光片和照相底片，因而观测者的测光系统和标准的测光系统是相当接近的，这时下面线性转化方程成立：

$$m_v = V + \xi_v + \varepsilon_v \cdot (B - V), \tag{4.67}$$

$$m_b = B + \xi_b + \varepsilon_b \cdot (B - V), \tag{4.68}$$

式中 m_v 和 m_b 为观测者的测光系统的星等，ξ_v，ξ_b 与 ε_v，ε_b 为转化系数．

以标准星的V星等为横坐标，以这些星像的密度 D_v(或光瞳

读数 n_v）为纵坐标，作出第一近似的定标曲线 T_v。这时一般说来各标准星在图上的点子弥散较大。当标准星足够多时，可尽量参照 $B-V$ 接近于0的标准星来作出第一近似的定标曲线 T'_v，这时往往 $B-V$ 值大的红星位于 T'_v 曲线的一侧，而 $B-V$ 值小的蓝白星位于另一侧(图 4.20a)。对于B星等，也可类似地作出第一近似的定标曲线 T'_b。

对各标准星应用图 4.20a 的定标曲线 T'_v 由其密度（或光瞳读数）值查出对应的横坐标上的值作为观测星等 m'_v，然后根据公式

$$m_v - V = \xi'_v + \varepsilon_v \cdot (B - V),$$

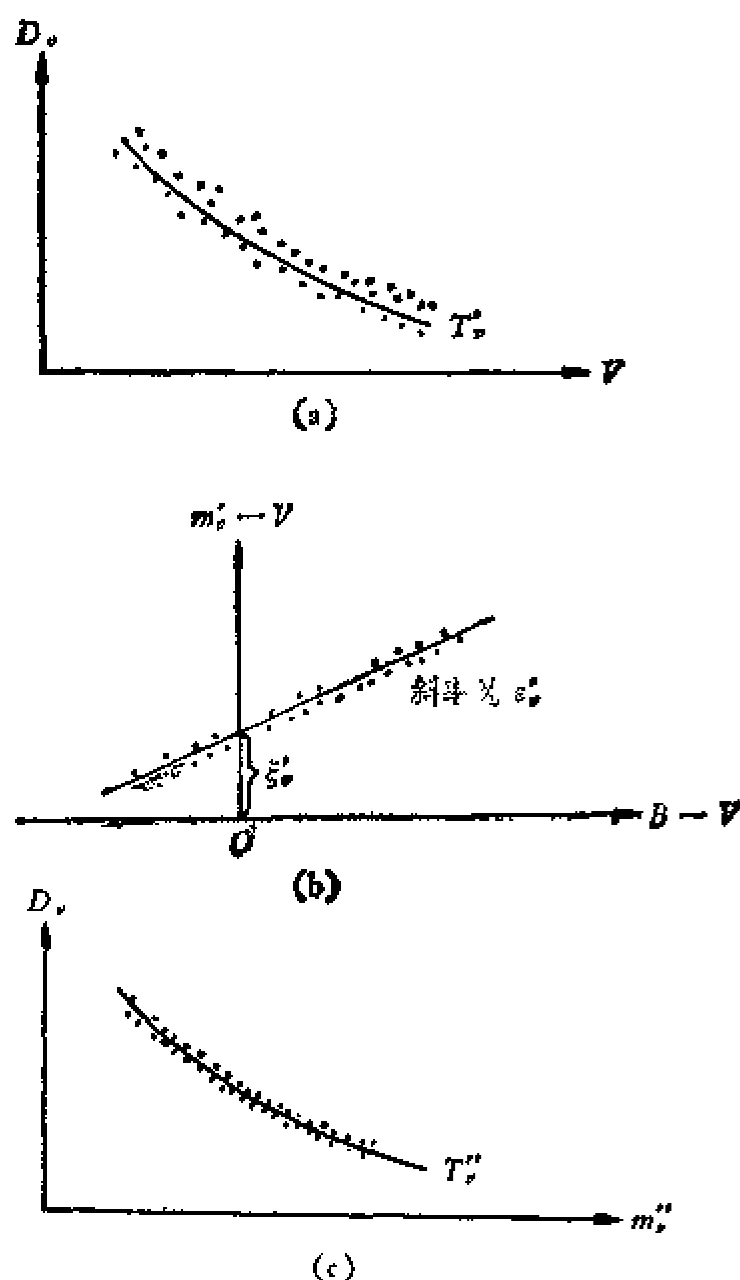


图 4.20 用逐次近似法求V星等的定标曲线。

以 $B-V$ 为横坐标，$m_v'-V$ 为纵坐标，对各标准星可作出一条直线，这直线的斜率即为 ε_v'，在纵坐标上的截距即为 ξ_v'(图 4.20b)；同样，也可按类似办法求出 ε_b' 和 ξ_b'。

将所求出的 ε_v' 和 ξ_v' 代入公式

$$m_v''=V+\xi_v'+\varepsilon_v\cdot(B-V),$$

可以求出各标准星的第二近似观测星等 m_v''，然后将 m_v'' 代替 V 为横坐标，它们的密度 D_v(或光瞳读数 n_v)为纵坐标作出二次近似的定标曲线 T_v''，这时点子的弥散一般说来将会大大减小。在照相测光的精度范围内，二次近似的定标曲线往往已经够了，因此最后可将二次近似的定标曲线 T_v'' 看作 m_v 星等的定标曲线(图4.20c)，类似地，可获得二次近似的定标曲线 T_b''，以作为 m_b 星等的定标曲线看待。

2. 建立转化方程，求出转化系数　对测光标准星分别由它们对 V 星等和 B 星等的密度(或光瞳读数)值从定标曲线 T_v'' 和 T_b'' 查出它们的观测星等 m_v 和 m_b。

类似于式(4.36)和(4.37)，建立如下转化方程：

$$m_v-V=\varepsilon\cdot(B-V)+\xi_v, \tag{4.69}$$

$$B-V=\mu\cdot(m_b-m_v)+\xi_{bv}. \tag{4.70}$$

于是，ε 和 ξ_v 是 m_v-V 相对 $B-V$ 的直线方程的斜率和截距，而 μ 和 ξ_{bv} 则是 $B-V$ 相对 m_b-m_v 的直线方程的斜率和截距，它们也都可以由作图法求出。

3. 求出待测星在标准系统下的星等和色指数值　ε，μ，ξ_v，ξ_{bv} 求得后，由待测星的密度 D_v 和 D_b(或光瞳读数 n_v 和 n_b)，从定标曲线 T_v'' 和 T_b'' 查出它们的观测星等 m_b 和 m_v，代入公式(4.69)和(4.70)便可求出待测星在 UBV 系统下的 V 和 $B-V$ 值。

在实际的照相测光归算中，一般并不采用上述逐次近似的归算方法，这是因为上述方法过于繁琐了。如果所选用的标准星足够地多，而且在亮星和暗星中都包含不同色指数的标准星，则往往将 $B-V$ 接近 0 的标准星所作的第一近似定标曲线 T_v'(图 4.20a)直接看作 V 星等的定标曲线，对 B 星等也作类似处理。这时上述归

算过程可大为简化。

上面仅用作图法介绍了照相测光的归算工作，它对了解照相测光的归算原理来说是简单明瞭的，但实际工作中却已很少使用．由于电子计算机的广泛应用，现代照相测光的归算工作往往采用最小二乘法，编排好一定的运算程序，然后将测光数据输入电子计算机，这时归算可很快完成，电子计算机将直接给出待测星在某种标准系统下的星等值．

§4.6 多色测光的应用

适当选择辐射探测器和滤光片，可以获得具有各种平均波长和通带半宽的多色测光系统．§4.1中提到的国际系统、UBV 系统、ubvy 系统就是几种著名的多色测光系统．采用多色测光系统测量天体在几个不同通带内的辐射以获得相应的星等和它们间的星等差，这便是多色测光．由多色测光可获得天体的色指数、色温度、星际消光量、色余、巴耳末跳跃、绝对星等、谱线等值宽度等物理量．因此，多色测光在实测天体物理学中占有重要的一席．

一、多色测光与色温度

天体的色温度不仅可以通过分光方法获得，而且也可以通过多色测光获得．正如式(4.12)所指出的，色指数 C 最早定义为照相星等 m_{pg} 与仿视星等 m_{pv} 之差，即

$$C = m_{pg} - m_{pv},$$

后来，两种不同色测光结果的差，也被广义地称作色指数，例如 UBV 三色测光系统中，$U-B$，$B-V$ 均被称为色指数．

由色指数可求得天体的色温度，下面探讨这两者间的关系．

若在地球大气外某天体投射在与望远镜物镜相对应的特定面积上的辐射流为 $F_0(\lambda, T)$，测光工作中照相星等的响应函数为 $\varphi_{pg}(\lambda)$，仿视星等的响应函数为 $\varphi_{pv}(\lambda)$，于是类似于式(4.9)，该天体的照相星等和仿视星等可分别表示为

$$m_{pg} = -2.5\ \lg\left[k_{pg}\int_0^{\infty}\varphi_{pg}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)d\lambda\right], \qquad (4.71a)$$

$$m_{pv} = -2.5\ \lg\left[k_{pv}\int_0^{\infty}\varphi_{pv}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)\,d\lambda\right], \qquad (4.71b)$$

其中 k_{pg} 与 k_{pv} 分别为确定照相星等与仿视星等的零点常数。于是，天体的色指数为

$$C = -2.5\lg\left[\frac{k_{pg}}{k_{pv}}\cdot\frac{\int_0^{\infty}\varphi_{pg}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)\,d\lambda}{\int_0^{\infty}\varphi_{pv}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)\,d\lambda}\right]. \qquad (4.72)$$

对星等为 5^m5—6^m5，温度为 T_0 的 A0 型标准星，其色指数 $C=0$，因此对此标准星有

$$\frac{k_{pg}}{k_{pv}} = \frac{\int_0^{\infty}\varphi_{pv}(\lambda)\,F_0(\lambda,T_0)d\lambda}{\int_0^{\infty}\varphi_{pg}(\lambda)\,F_0(\lambda,T_0)d\lambda}. \qquad (4.73)$$

将式(4.73)代入式(4.72)，则有

$$C = -2.5\lg\left[\frac{\int_0^{\infty}\varphi_{pv}(\lambda)F_0(\lambda,T_0)\,d\lambda}{\int_0^{\infty}\varphi_{pg}(\lambda)F_0(\lambda,T_0)\,d\lambda}\cdot\frac{\int_0^{\infty}\varphi_{pg}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)\,d\lambda}{\int_0^{\infty}\varphi_{pv}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)\,d\lambda}\right]. \qquad (4.74)$$

为使式(4.74)进一步简化，我们引入等光波长的概念，被测天体在等光波长 λ_{pg}，λ_{pv} 处的辐射是该天体辐射 $F_0(\lambda,\ T)$ 的某种加权平均值，权重分别是测光系统的响应函数 $\varphi_{pg}(\lambda)$，$\varphi_{pv}(\lambda)$，即

$$F_0(\lambda_{pg},\ T) = \frac{\int_0^{\infty}\varphi_{pg}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)\,d\lambda}{\int_0^{\infty}\varphi_{pg}(\lambda)d\lambda}, \qquad (4.75a)$$

$$F_0(\lambda_{pv},T) = \frac{\int_0^{\infty}\varphi_{pv}(\lambda)\,F_0(\lambda,T)\,d\lambda}{\int_0^{\infty}\varphi_{pv}(\lambda)\,d\lambda}. \qquad (4.75b)$$

类似地，对于温度为 T_0 的 A0 型标准星也可引进等光波长 λ'_{pg} 和 λ'_{pv}，它们应分别满足关系式

$$F_0(\lambda'_{pg}, T_0) = \frac{\int_0^\infty \varphi_{pg}(\lambda) F_0(\lambda, T_0) d\lambda}{\int_0^\infty \varphi_{pg}(\lambda) d\lambda}, \tag{4.75c}$$

$$F_0(\lambda'_{pv}, T_0) = \frac{\int_0^\infty \varphi_{pv}(\lambda) F_0(\lambda, T_0) d\lambda}{\int_0^\infty \varphi_{pv}(\lambda) d\lambda}. \tag{4.75d}$$

严格说来，$\lambda_{pg} \neq \lambda'_{pg}$，$\lambda_{pv} \neq \lambda'_{pv}$，但实测结果表明，这种差别通常较小，故可近似地取 $\lambda'_{pg} = \lambda_{pg}$，$\lambda'_{pv} = \lambda_{pv}$。在这样的近似条件下，将 (4.75a)，(4.75b)，(4.75c)，(4.75d) 四式代入式 (4.74)，化简后得

$$C = -2.5\lg\left[\frac{F_0(\lambda_{pv}, T_0)}{F_0(\lambda_{pg}, T_0)} \cdot \frac{F_0(\lambda_{pg}, T)}{F_0(\lambda_{pv}, T)}\right]. \tag{4.76}$$

如把恒星视为灰体，则对 O，B 型星以外的极大多数恒星，在光学波段描述天体辐射的普朗克公式通常可近似用维恩公式表示，于是有

$$F_0(\lambda_{pg}, T) = k_1 \cdot \alpha(T) \cdot c_1 \lambda_{pg}^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_{pg} T}}, \tag{4.77a}$$

$$F_0(\lambda_{pv}, T) = k_1 \alpha(T) \cdot c_1 \lambda_{pv}^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_{pv} T}}, \tag{4.77b}$$

$$F_0(\lambda_{pg}, T_0) = k_2 \alpha(T_0) \cdot c_1 \lambda_{pg}^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_{pv} T_0}}, \tag{4.77c}$$

$$F_0(\lambda_{pv}, T_0) = k_2 \alpha(T_0) \cdot c_1 \lambda_{pg}^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_{pg} T_0}}, \tag{4.77d}$$

其中 $\alpha(T)$ 和 $\alpha(T_0)$ 分别是视为灰体的待测星与比较星的吸收系数，$c_1 = 3.742 \times 10^{-5}$ 尔格·厘米^2·秒$^{-1}$，$c_2 = 1.4388$ 厘米·度，k_1，k_2 分别为比例常数，它们与待测星或与 A0 型标准星的距离、大小等有关。将 (4.77a)，(4.77b)，(4.77c)，(4.77d) 四式代入式 (4.76)，化简后得

$$C = A + \frac{B}{T}, \tag{4.78a}$$

其中

$$A = \frac{2.5c_2}{T_0}\left(\frac{1}{\lambda_{pv}} - \frac{1}{\lambda_{pg}}\right)\lg e, \qquad (4.78b)$$

$$B = 2.5c_2\left(\frac{1}{\lambda_{pg}} - \frac{1}{\lambda_{pv}}\right)\lg e. \qquad (4.78c)$$

严格说来，天体并不能视为灰体，这时式(4.78a)依然成立，但天体的温度T要改用其色温度T_c代替，即

$$C = A' + \frac{B}{T_c}, \qquad (4.79a)$$

其中

$$A' = \frac{2.5c_2}{T_{0c}}\left(\frac{1}{\lambda_{pv}} - \frac{1}{\lambda_{pg}}\right)\lg e, \qquad (4.79b)$$

T_{0c} 是 A0 型标准星的色温度，B的表达式与式(4.78c)相同。

本世纪初期，哈佛天文台曾长期作m_{pg}，m_{pv}的二色测光，建立了光度测量系统。对哈佛光度测量系统$\lambda_{pg} = 4250$埃，$\lambda_{pv} = 5290$埃，$T_{0c} = 11200$ K，当时取 $C_2 = 1.432$ 厘米·度(1950年以前通用的值)，据此可得$A' = -0.64$，$B = 7200$ K，故有

$$C = \frac{7200}{T_c} - 0.64,$$

即

$$T_c = \frac{7200}{C + 0.64}. \qquad (4.80)$$

现代测光中，m_{pg}，m_{pv} 已很少使用，用得最广泛的是 UBV 三色测光系统。研究表明，天体的色温度T_c与色指数 $B - V$ 常有如下关系：

$$T_c = \frac{7900}{(B - V) + 0.72}. \qquad (4.81)$$

在上述推导过程中，有几处采用了近似处理，因此这样所得的色温度并不十分准确，只是天体色温度的一个概值。

二、多色测光与星际消光

恒星际空间存在着星际气体、星际尘埃等物质，前者主要由氢、氦等元素的分子、原子和离子构成，后者主要由石墨、硅酸盐尘粒以及水、氨、甲烷等的冰质点构成。由于星际物质会吸收或散射星光，使星光减弱，这种现象称星际消光。

若对应于有效波长 λ_i 的测光工作，实测获得的某天体大气外视星等为 $m_0(\lambda_i)$，该天体在未受星际消光时的真正视星等为 $m_{real}(\lambda_i)$，则定义消光量

$$A(\lambda_i) = m_0(\lambda_i) - m_{real}(\lambda_i). \tag{4.82}$$

星际消光具有选择性，波长较长的辐射受到的消光较少，波长较短的光受到的消光则较多，因而星际消光使天体的颜色变红，色指数变大，这种现象称星际红化。实测表明，消光量 $A(\lambda)$ 与波长 λ 的关系为

$$A(\lambda) \sim \lambda^{-\alpha}. \tag{4.83a}$$

在光学波段 $\alpha \approx 1$，即

$$A(\lambda) \sim \frac{1}{\lambda}. \tag{4.83b}$$

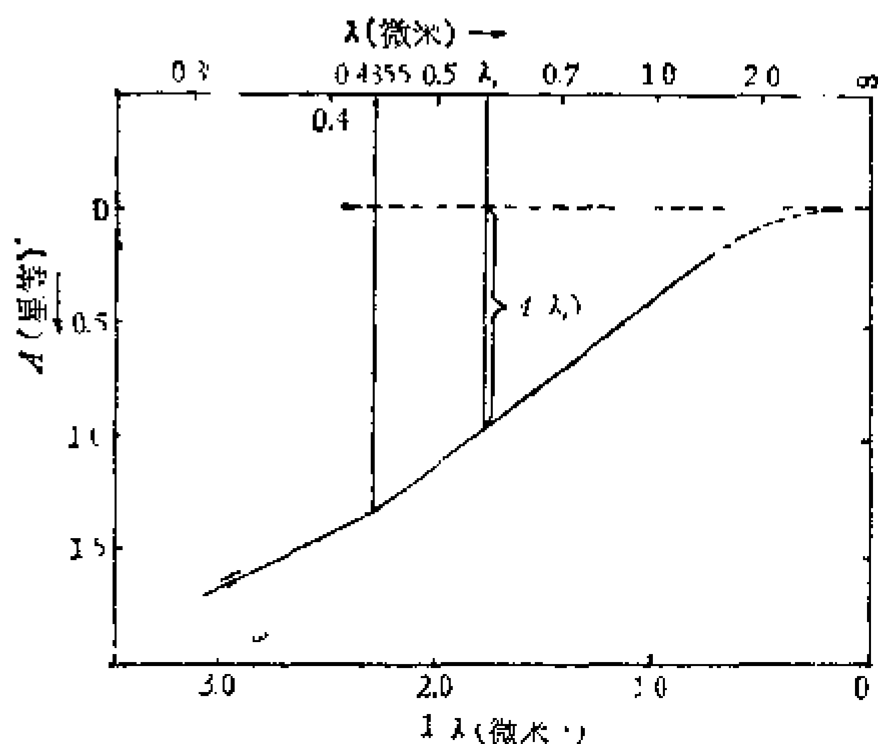


图 4.21 星际红化曲线。

图 4.21 是星际红化曲线，由图可看出，从 3,500 到 10,000 埃的波段范围，星际消光与 $\frac{1}{\lambda}$ 的关系近似地由两段不同斜率的直线构成，它们在波长 4355 埃处相交.

天文学中常用色余来定量地表示星际红化. 对于均波长分别为 λ_i, λ_j 的两测光系统，地球大气外天体的观测色指数 $C_0(\lambda_i, \lambda_j)$ 与该天体未受星际消光时的真正色指数 $C_{real}(\lambda_i,\lambda_j)$ 之差称色余 $E(\lambda_i,\lambda_j)$，即

$$E(\lambda_i,\lambda_j) = C_0(\lambda_i,\lambda_j) - C_{real}(\lambda_i,\lambda_j). \qquad (4.84)$$

应用色指数定义

$$C_0(\lambda_i,\lambda_j) = m_0(\lambda_i) - m_0(\lambda_j),$$

$$C_{real}(\lambda_i,\lambda_j) = m_{real}(\lambda_i) - m_{real}(\lambda_j),$$

并用式(4.82)，不难求得

$$E(\lambda_i,\lambda_j) = A(\lambda_i) - A(\lambda_j). \qquad (4.85)$$

为定量地讨论星际消光与星际红化间的关系，常定义消光量 $A(\lambda_i)$ 与色余 $E(\lambda_i,\lambda_j)$ 之比为消光比率 $R(\lambda_i,\lambda_j)$，即

$$R(\lambda_i,\lambda_j) = \frac{A(\lambda_i)}{E(\lambda_i,\lambda_j)}. \qquad (4.86)$$

将此式代入式(4.82)，于是得到

$$m_{real}(\lambda_i) = m_0(\lambda_i) - R(\lambda_i,\lambda_j) \cdot E(\lambda_i,\lambda_j). \qquad (4.87)$$

对于 UBV 三色测光系统中的 B, V 两色测光而言，布伦科(V. M. Blanco) 以及海特纳 (W. A. Hiltner) 等人均求得消光比率 R_{BV} 3.0.

应用多色测光方法，可求得色余 $E(\lambda_i, \lambda_j)$，例如在 UBV 三色测光工作中，色余通常用下文论述的 Q 方法获得.

三、双色指数图与 Q 方法

(一) 双色指数图

双色指数图是由贝克尔 (W. Becker) 首先提出来的，摩根和约翰逊用他们建立的 UBV 测光系统作了进一步的研究. 在 UBV

测光系统中，双色指数图是指描述天体的色指数 $U-B$ 与 $B-V$ 关系的曲线图。图4.22是不同光度型恒星的双色指数图。图中 $(B-V)_{real}$ 和 $(U-B)_{real}$ 是天体未受星际消光时的真正色指数，I，III，V，VI 是 MK 分类[1]中的不同光度型，直线为黑体辐射的双色指数关系曲线。从该图中可看出天体的双色指数图与黑体辐射相距甚远，且 $(U-B)_{real}$ 并不随 $(B-V)_{real}$ 的增大单调地增加，而是呈现一种复杂的关系。由于不同光谱型的恒星都有特定的 $(U-B)_{real}$ 和 $(B-V)_{real}$ 值，所以通过双色指数图的研究可以对恒星作相当精确的光谱分类。

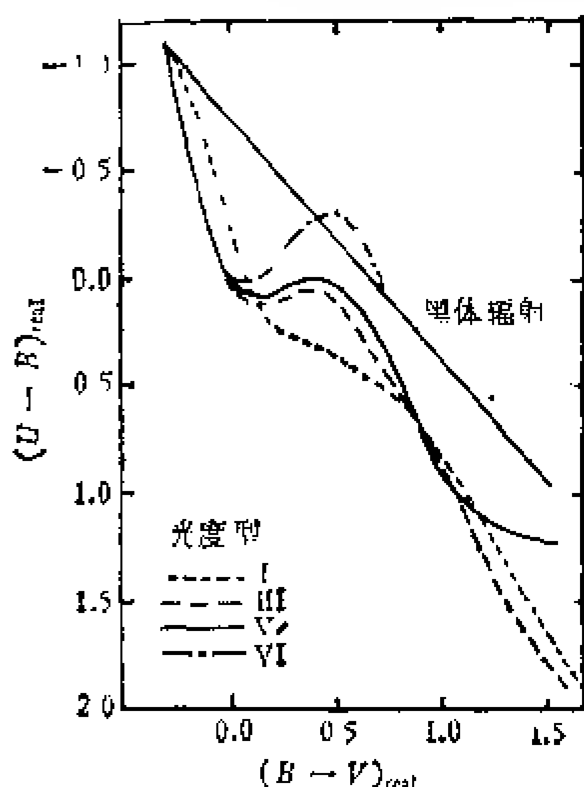


图4.22 不同光度型恒星的双色指数图.

(二) Q 参量的定义

通过对双色指数图的进一步研究，摩根和约翰逊提出了一种 Q 方法，用它可以确定星际红化、巴耳末跳跃以及天体的绝对星等等物理量。

定义参量 Q 为

$$Q=(U-B)-\frac{E_{UB}}{E_{BV}}(B-V), \tag{4.88}$$

式中 E_{UB} 和 E_{BV} 分别为天体对应于 U，B 两色和 B，V 两色的色余。参量 Q 的含义可从图4.23中看出，图中横坐标向右为 $B-V$ 增加方向，纵坐标向下为 $U-B$ 增加方向，实线为天体未受星际

1) 见本书§5.5.

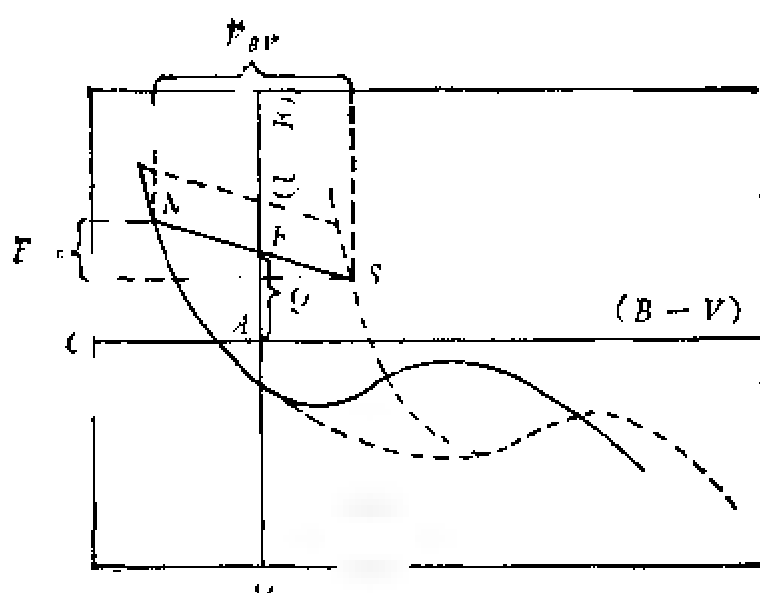


图 4.25 参量 Q 的定义.

红化时的双色指数关系，虚线为天体经过星际红化后的双色指数关系. 若某一天体因星际红化位于虚线上 S 点，改正星际红化后位于实线上 N 点，于是根据星际红化的定义，N，S 两点在横坐标上的间距为 E_{BV}，在纵坐标上的间距为 E_{UB}，连线 NS 的斜率便是

$$-\frac{E_{UB}}{E_{BV}},$$

于是 AF 之间的间距便是参量 Q. 研究表明，这样定义的参量 Q 几乎与星际红化无关，而仅与天体真正的色指数有关.

为了研究参量 Q，海特纳和约翰逊曾求得色余 E_{UB} 与 E_{BV} 的比值满足关系

$$\frac{E_{UB}}{E_{BV}} = 0.72 + 0.05E_{BV}. \tag{4.89}$$

后来，约翰逊又进一步研究了各种光谱型恒星的 Q 值，例如对主序星而言，B0 至 A0 型恒星的光谱型与 Q 值有如下对应关系：

光谱型	B0	B2	B4	B6	B8	A0
Q	−0.86	−0.69	0.51	−0.39	−0.24	0

(三) Q 参量与星际消光

为求得天体的星际红化和星际消光，贝克尔研究了参量 Q 与

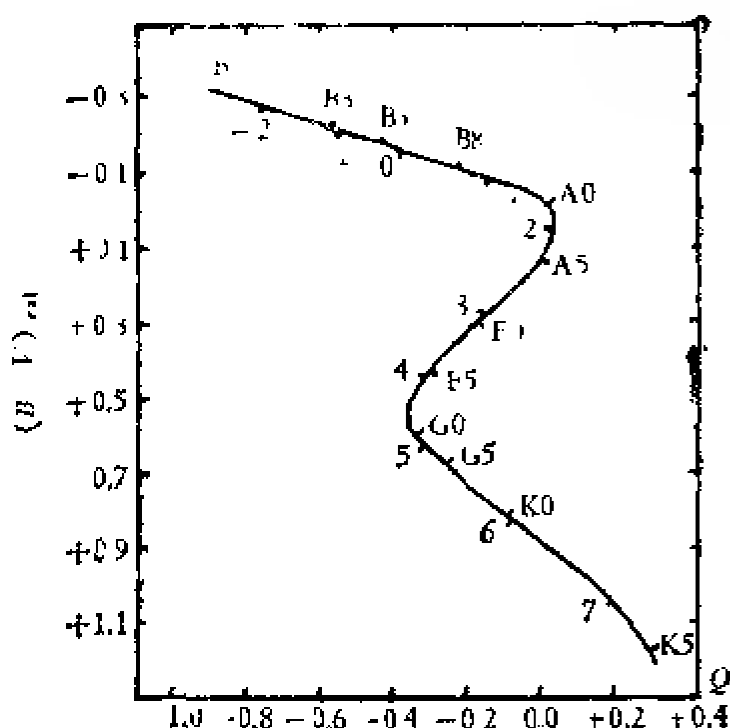


图 4.24 主序星的Q与$(B-V)_{real}$间的关系.
(曲线旁的数字为天体的目视绝对星等)

$(B-V)_{real}$ 之间的关系，例如对主序星而言，发现 Q 与 $(B-V)_{real}$ 之间有图 4.24 所示的关系. 该图表明，同一Q值可对应数种不同的 $(B-V)_{real}$ 值，这时不仅需得知 Q，而且需粗略知道天体的光谱型，才能把 $(B-V)_{real}$ 的值唯一确定下来.

若 $(B-V)_{real}$ 可从图 4.24 求得，则根据式(4.84)可得色余 E_{BV} 为

$$E_{BV}=(B-V)-(B-V)_{real}. \tag{4.90}$$

前文已述，消光比率 $R_{BV}=3.0$，于是在 E_{BV} 求得后，据式(4.86)便不难求得V星等的星际消光 $A_V=3E_{BV}$.

(四) Q参量与巴耳末跳跃

恒星连续光谱的强度在氢的巴耳末系限处不连续，而存在一个跃变，通常用巴耳末跳跃D来定量地表示这种跃变. 图 4.25 表示连续谱单色强度的对数 $\lg I_\lambda$与波长倒数$1/\lambda$ 的关系. 可以看出，在 $1/\lambda$ 为 2.70 (微米$^{-1}$)即 λ 为 3,700 埃处，$\lg I_\lambda$ 有一跃变，把这一跃变两边的连续谱向中间延伸(图中 AB 延伸出 BC，FE 延伸出

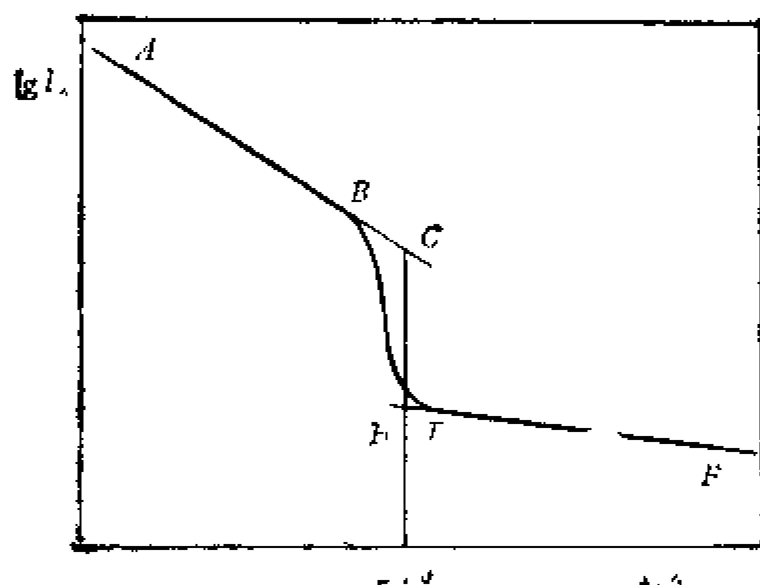


图 4.25　巴耳末跳跃的定义.

EH),则 $1/\lambda$ 为 2.70 处的线段 CH 便是巴耳末跳跃 D. 巴耳末跳跃 D 与参量 Q 密切相关. 例如查隆奇 (D. Chalonge) 和代文 (L. Divan) 通过分析若干已测得 D 与 Q 值的 O 型至 A2 型主序星，得 Q 与 D 的关系如图 4.26 所示. 从图中可看出 Q 与 D 的关系为一直线. 此直线也可用一经验公式

$$D = 0.525 + 0.525Q \tag{4.91}$$

表示. 概言之，一旦对某类恒星建立起 Q 与 D 的关系曲线，则对这一类型的所有恒星，都可应用这一曲线从 Q 值求出巴耳末跳跃 D.

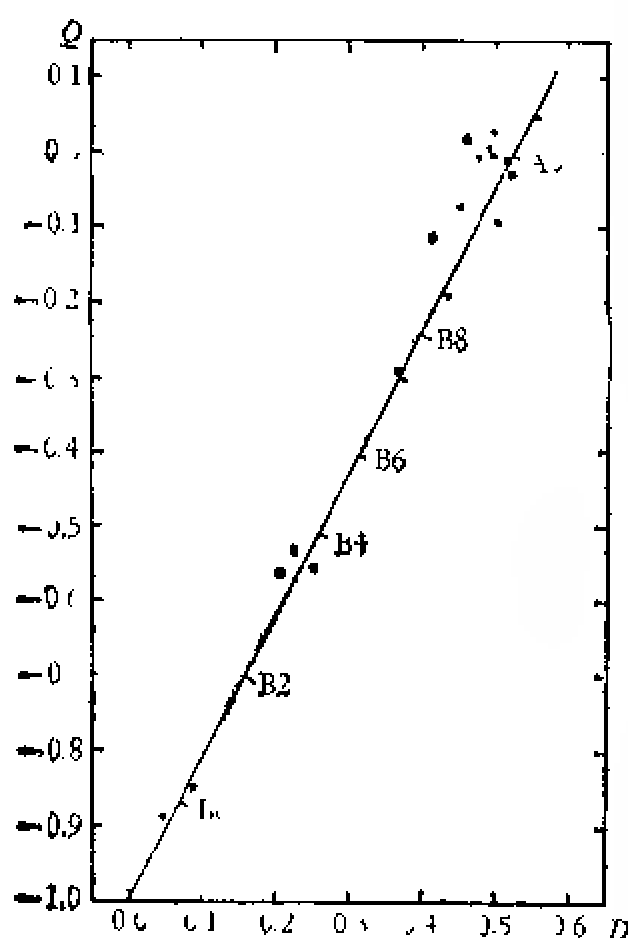


图 4.26　O 至 A2 型主序星参量 Q 与巴耳末跳跃 D 的关系.

(五) Q参量与绝对星等

摩根和约翰逊对主序星的Q参量与目视绝对星等 M_v 的关系进行了研究，得到两者的关系曲线见图 4.27，此图与图 4.24 相类似，不同光谱型的主序星在该图中所占的位置也与图 4.24 相仿．应用该图，不仅可以推算大体的绝对星等，而且可以用来求银河星团的距离．银河星团中所有恒星离我们的距离可认为相同，于是通过测光作出其目视视星等与Q参量间的关系图并将它叠加在图 4.27 上，二图纵坐标上的差值便是改正了星际消光的距离模数 $m_v - M_v$．由式(4.2)，在星际消光已得到改正后，不难求得

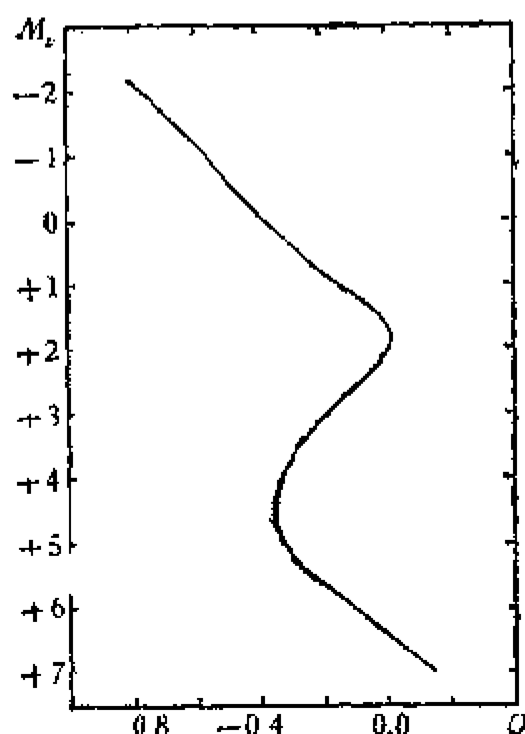


图 4.27 主序星的绝对星等 M_v 与参量Q间的关系．

$$
\lg r = \frac{1}{5}(m_v - M_v) + 1, \tag{4.92}
$$

此处星团的距离 r 以秒差距为单位．

四、窄带测光与谱线等值宽度

若采用合适的滤光片进行窄带测光，其通带半宽可以很窄，甚至小于 1 埃，用这种窄带测光可以求得谱线的等值宽度．

对于吸收线而言，谱线等值宽度 W_λ 是谱线被吸收的总能量的一种度量[1]．它可用公式

---

1) 详见本书§5.3．

$$W_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\left(1 - \frac{I_\lambda}{I_\lambda^0}\right)d\lambda \tag{4.93a}$$

表示，式中 λ_1 与 λ_2 是吸收线两线翼与连续谱交接处的波长，I_λ 为谱线内波长 λ 处的单色强度。I_λ^0 为波长 λ 处连续谱所具有的单色强度。不难看出，上式与下一章中的式(5.64)完全一致。

若吸收线两边连续谱单色强度相同，则 I_λ^0 为不依赖于 λ 而变的常量，于是式(4.93a)可表示为

$$W_\lambda = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}(I_\lambda^0 - I_\lambda)d\lambda}{I_\lambda^0} \tag{4.93b}$$

显然，式(4.93b)也可化为下述形式：

$$W_\lambda = \frac{I_\lambda^0 \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda}{I_\lambda^0 \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot (\lambda_2 - \lambda_1). \tag{4.94}$$

若选取两块窄带滤光片，其中一块通带位于 λ_1 到 λ_2，且中心波长正好位于被测谱线之线心 $(\lambda_1 + \lambda_2)/2$[1]，而另一具有同样带宽的滤光片其中心波长正好位于谱线线翼外适当距离的连续谱上。若用前者测光获得的响应为 D_A，用后者测光获得的响应为 D_B，则据式(4.94)，不难推出等值宽度

$$W_\lambda = \frac{D_B - D_A}{D_B} \cdot (\lambda_2 - \lambda_1). \tag{4.95}$$

因窄带滤光片的带宽 $(\lambda_2 - \lambda_1)$ 已知，故由式(4.95)可求得 W_λ。

式(4.94)和(4.95)是建立在吸收线两边连续谱单色强度相同的基础上，一般情况下这一前提往往能近似成立。若此条件无法满足，通常采用的办法是在谱线两侧各选取一带宽等于 $(\lambda_2-\lambda_1)$ 的窄带滤光片进行测光，分别获得响应 D_{B_1} 与 D_{B_2}，然后用

$$\frac{1}{2}(D_{B_1} + D_{B_2})$$

---

1) 此处假定谱线两翼是对称的。

代替 D_B，于是仍可用式（4.95）求吸收线等值宽度 W_λ。

发射线的等值宽度是谱线发射的总能量的一种量度，故对发射线而言，（4.93a）应改为

$$W_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{I_\lambda}{I_\lambda^0} - 1 \right) d\lambda,$$

于是，采用窄带测光方法可求得其等值宽度为

$$W_\lambda = \frac{D_A - D_B}{D_B} (\lambda_2 - \lambda_1), \qquad (4.96)$$

其中 D_A 为对谱线本身窄带测光所获得的响应，D_B 为谱线线翼外窄带测光所获得的响应。$(\lambda_2 - \lambda_1)$ 是窄带滤光片的带宽。

五、K 改正与测光红移

由于多普勒效应，当天体具有视向速度 v[1]时，从天体发出的波长为 λ_0 的光会位移到波长 $\lambda_0 + \Delta\lambda$ 处，其中

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c} \lambda_0, \qquad (4.97)$$

式中 c 为光速。

定义红移 z 为

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}, \qquad (4.98)$$

将式（3.107）代入，则有[2]

$$z = \frac{v}{c}. \qquad (4.99)$$

于是，从红移为 z 的天体到达观测者的波长为 λ 的光，其初始波长应为 $\frac{\lambda}{1+z}$；而初始波长间隔处于 $\lambda_s - \lambda_f$ 内的天体辐射，接收

---

1) 当天体远离时，视向速度 v 取为正，反之，则取为负。

2) 当 z 接近甚至大于 1 时，(4.97)，(4.98) 两式均不再适用，而需考虑相对论效应，这时红移 z 与视向速度 v 的关系为

$$z = \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} - 1.$$

光时的波长间隔便为 $(1+z)(\lambda_2-\lambda_1)$. 由测定天体的辐射确定视星等时，总是使用起止波长 λ_1, λ_2 固定的系统，因而在比较红移值不同的两天体的同一种星等时，所比较的实际上是这两个天体不同波段范围内的辐射. 对于银河系内的天体，由于红移不大，这种影响可以忽略，但对于河外天体，必须考虑这种影响. 因此，在计算河外天体的绝对星等时，除必须计及星际消光改正项 A 外，还应加一个因红移而造成的测光改正项，即 K 改正.

K 改正可由下式表示:

$$K = 2.5\lg(1+z) + 2.5\lg\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda)\cdot\varphi_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)\cdot\varphi_\lambda d\lambda}, \quad (4.100)$$

式中 $I(\lambda)$ 为观测所得的波长 λ 处的单色强度，$I\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)$ 为波长为 $\frac{\lambda}{1+z}$ 处的单色强度，φ_λ 为测光系统的响应函数，λ_1, λ_2 为测光系统通带的起止波长. 式 (4.100) 中，第一项是由于红移后波段加宽应加上的改正项，第二项是由于红移后波段频移而应加上的改正项.

从式 (4.100) 可看出，K 改正既是红移 z 的函数，又与测光系统的响应函数 φ_λ 以及通带宽度 (λ_1, λ_2) 密切相关. 不同的测光系统，由于其响应函数与通带宽度不同，所测得的同一天体的 K 改正值也不相同. 应用多色测光方法，研究不同测光系统的 K 改正，可进而利用 K 改正与 z 的函数关系求得河外天体的红移.

§4.7 热星等与热改正

不论是目视测光、照相测光还是光电测光，由于它们所使用的辐射探测器（人眼、照相底片、光电倍增管）都是有选择性的，因此测得的结果只能反映天体在某波段范围内辐射能量的多寡，而无法得到天体在各个波段内辐射能量的总和. 如能找到一种辐射探

测器，它是非选择性的，即它的光谱响应与波长无关，那么就不难测得天体在各个波段的辐射能量的总和。温差电偶、测辐射热计等便是近似满足这一要求的辐射探测器。而热星等（即视热星等）和绝对热星等便是与描述天体各波段的辐射能量总和相关的物理量。

一、热星等和天体其它物理量间的关系

如单位时间内天体投射在地球大气外与视线垂直的单位截面上的单色辐射流为 E_λ（称单色照度），则天体的照度 E 为

$$E=\int_0^\infty E_\lambda d\lambda.$$

类似于式（4.1），热星等 m_b 定义为

$$\begin{aligned}m_b&=-2.5\lg E+c\\&=-2.5\lg\int_0^\infty E_\lambda d\lambda+c',\end{aligned}\tag{4.101}$$

式中 c' 为零点常数。

正如式（1.24）所指出的，辐射体的面发光度 R 与其有效温度 T_e 之间有

$$R=\sigma T_e^4.$$

对象恒星这样的天体，极大部分形状接近球形，因此，一旦知道有效温度，就容易求得该天体在单位时间内发出的总辐射。这一物理量称为光度 L（亦称总辐射通量）。如天体的直径为 d（厘米），则该天体的光度 L 为

$$L=\pi d^2\sigma T_e^4,\tag{4.102}$$

例如，已测得太阳的光度为 3.827×10^{33} 尔格/秒。

天体的光度很大，用尔格/秒这样的单位来量度很不方便。天文学中常以太阳光度 $L_\odot$ 为单位来量度，在这种情况下，天体的光度 L 可用下式求得：

$$L=\frac{d^2T_e^4}{d_\odot^2T_{e\odot}^4},\tag{4.103a}$$

式中 $d_{\odot}$ 为太阳直径，为 $1\,392\times10^{11}$ 厘米，而 $T_{e\odot}$ 为太阳的有效温度，为 5770 K. 若取太阳直径 $d_{\odot}=1$，即以太阳直径为单位来量度天体直径，则

$$L = d^{2}\cdot\left(\frac{T_{e}}{T_{e\odot}}\right)^{4}. \tag{4.103b}$$

将天体放在 10 秒差距时的视热星等称为绝对热星等. 类似于式(4.2)，对于离我们的距离为 r 秒差距处的天体，其绝对热星等 M_b 和视热星等 m_b 有如下关系：

$$M_b = m_b - A_b(r) + 5 - 5\lg r, \tag{4.104}$$

式中 $A_b(r)$ 为热星等的星际消光改正值.

绝对热星等 M_b 与光度 L 之间有如下关系：

$$M_b = -2.5\lg L + c_b, \tag{4.105}$$

式中 c_b 为零点常数. 于是，天体的绝对星等 M_b 与太阳的绝对热星等 $M_{b\odot}$ 之差为

$$M_b - M_{b\odot} = -2.5\lg\frac{L}{L_{\odot}}, \tag{4.106}$$

若 L 取太阳的光度为单位，即取太阳的光度 $L_{\odot}$ 为 1，而太阳的绝对热星等 $M_{b\odot}$ 已精确测得，为 $4^{m}.75$，故有

$$\lg L = 0.4(4^{m}.75 - M_b). \tag{4.107}$$

从上面推出的(4.102)至(4.107)各式，可以看出，求得天体的热星等有十分重要的用途. 例如，若已知该天体的距离 r 和星际消光 $A_b(r)$[1]，当测出天体的视热星等后，可以由式(4.104)求出其绝对热星等，并可进一步根据式(4.107)求出该天体的光度 L. 再者，当光度 L 求得后，若该天体的大小可用其它方法测得，则可以从式(4.103a)或(4.103b)求出它的有效温度 T_e；而若该天体的有效温度 T_e 已用其它方法测得，则从式(4.103a)或(4.103b)可求出它的大小. 因此天体的热星等是一个很重要的物理量.

---

1) 对于距离较近的恒星，就可近似取 $A_b(r)$ 等于 0.

二、怎样求得天体的热星等？

温差电偶、测辐射热计等辐射探测器可用来测定天体的热星等。早在 1928 年，彼提特 (E. Pettit) 和尼柯尔逊 (S. B Nicholson) 就使用温差电偶测定了天空中某些最亮的恒星的热星等。他们的测量是在地面上用望远镜进行的，由于大气消光是有选择性的，而且天文望远镜的透射率(或反射率)也与波长有关，所以测得的结果并不就是热星等，而必须进行改正。彼提特、尼柯尔逊以及一些后继者所作的测量表明，对于光谱型晚于 F5 型的恒星，进行一定的改正后，可以相当精确地求得它们的热星等。对于早型星，其表面温度较高，其辐射大部分集中于蓝紫区甚至紫外区，在这一区域，地球大气的消光十分严重，特别是短于 3000 埃的辐射几乎完全通不过地球大气。所以很难在地面上用热辐射测量方法归算出这些天体的热星等。这种天体的热星等只有通过大气外观测才能获得。

使用温差电偶、测辐射热计等辐射探测器进行热辐射测量，主要是利用我们获得的天体的热量来求其热星等。除太阳外[1]，我们能获得的恒星的热量都十分微小，猎户座 α 星给我们的热量最多，但即使它在天顶时，地面每平方厘米表面上每秒也只能收到 5.4×10^{-5} 尔格，若用2.5 米望远镜来聚焦，一年内也只能得到 2 卡热量。温差电偶、测辐射热计等辐射探测器的积分灵敏度又较低，这就给热辐射测量以极大的限制，使我们至今只能测量全天最亮的数百个恒星的热星等。这些亮星的热星等测量工作为求得大量暗星的热星等奠定了基础。

为了普遍求得大量天体的热星等，现常采用另一条途径。先引入一物理量“热改正”，它是将目视星等换算成热星等时必须加的改正值，常常用符号 BC 表示，

---

1) 对太阳而言，地球大气外单位时间、单位面积上所收到的辐射能为 1.36×10^{6} 尔格 · 厘米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$，或其热量为 1.95 卡 · 厘米$^{-2}$ · 分$^{-1}$。于是，可求出太阳的视热星等为 $-26^{m}.82$。

$$BC = m_b - m_v$$
$$= M_b - M_v, \quad (4.108)$$

式中 m_b 和 m_v 分别为视热星等和目视星等，而 M_b 和 M_v 分别为绝对热星等和绝对目视星等。

将式(4.101)代入式(4.108)式，则有

$$BC = -2.5\ \lg\int_0^\infty E_\lambda d\lambda - m_v + c', \quad (4.109)$$

用 v_λ 表示眼睛的视见函数，光通量

$$E^* = \int_0^\infty E_\lambda v_\lambda d\lambda,$$

则根据式(4 1)，

$$m_v = -2.5\lg\int_0^\infty E_\lambda v_\lambda d\lambda + c,$$

代入式(4.109)，于是有

$$BC = 2.5\lg\frac{\int_0^\infty E_\lambda v_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda d\lambda} + c''. \quad (4.110)$$

由于历史原因，取太阳的热改正 $BC_\odot$ 为-0.07，而视见函数 v_λ 以及太阳的单色照度 E_λ 已精确测得，所以从式(4.110)可定出 c'' 为 $0^m_.958 \pm 0^m_.01$。现已在大气外和地面对21颗没有受到星际红化影响的恒星精确测定了它的E_λ值，利用这些恒星的目视星等m_v同量$\int_0^\infty E_\lambda v_\lambda d\lambda$之间的实测关系，从式(4.110)和(4.109)算出了 c' 的平均值为$-11^m_.51 \pm 0^m_.03$。

这两个零点常数定出以后，对任何 E_λ 及 m_v 已知的恒星，就不难从式(4.109)求出热改正 BC。而对于热改正已知的恒星，可根据式(4.108)很快求得其热星等。

近几十年来，不少人从理论和实测两方面作了计算和测定热改正的工作。1977年，弗洛沃(P J Flower)在综合前人工作的基础上，对超巨星、巨星和比太阳更热的主序星给出了色指数

$(B-V)_{real}$[1]、有效温度 T_e、热改正 BC 之间的对应关系，获得的数据见附录六。根据弗洛沃给出的数据，可得 $(B-V)_{real}$ 与 $\lg T_e$ 之间关系如图 4.28，而 $(B-V)_{real}$ 与 BC 之间的关系如图 4.29。$(B-V)_{real}$ 与 $\lg T_e$ 的曲线表明，在 $(B-V)_{real}<1^m\!.50$ 时，超巨星的有效温度的对数与其色指数 $(B-V)_{real}$ 接近线性关系。$(B-V)_{real}$ 与 BC 的曲线表明，对超巨星与巨星而言，在色指数 $(B-V)_{real}$ 从 $-0^m\!.3$ 左右增至 $0^m\!.2$ 时，热改正 BC 迅速地从 -3^m 增至 0 以上；在色指数 $(B-V)_{real}$ 从 $0^m\!.2$ 增至 $1^m\!.5$ 时，热改正 BC 缓慢下降；当色指数 $(B-V)_{real}$ 超过 $1^m\!.5$ 并进一步增大时，热改正 BC 急速地下降。另外，比太阳

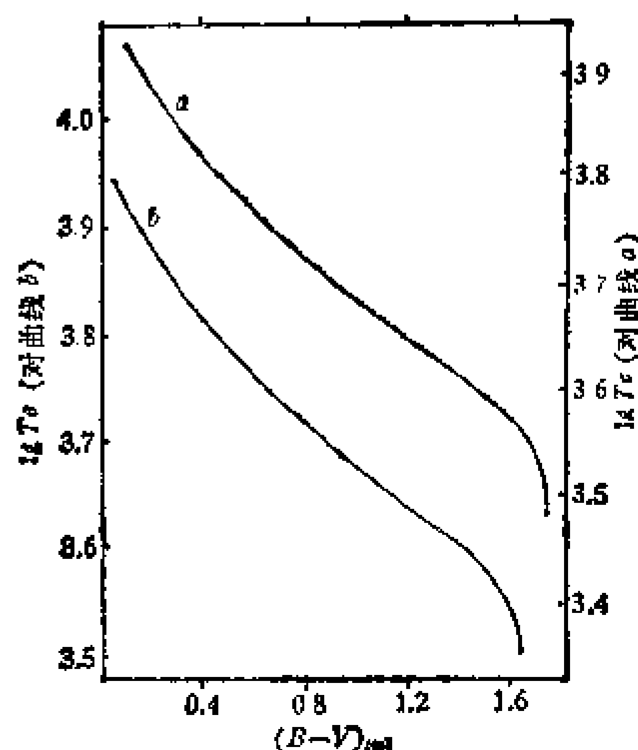


图 4.28　$(B-V)_{real}$ 与 $\lg T_e$ 的关系曲线。
a. 对超巨星；　b. 对巨星。

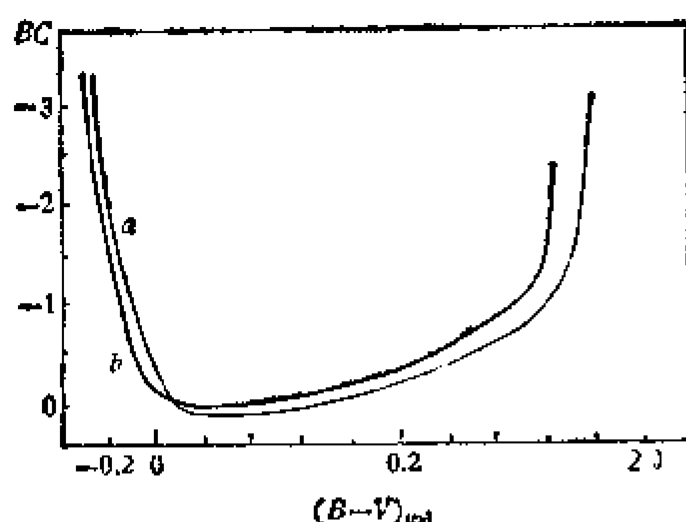


图 4.29　$(B-V)_{real}$ 与 BC 间的关系曲线。
a. 对超巨星；　b. 对巨星。

1) $(B-V)_{real}$ 是指在 UBV 测光系统中，天体在未受星际红化时的 B 星等与 V 星等之差。

更热的主序星的 $(B-V)_{\text{real}}$ 与 BC 间的关系曲线则完全与巨星的相应曲线重合。

参 考 文 献

[1] Methods of Experimental Physics, Vol. 12, Part A (Edited by N. Caleton), Chapter 3, Academic Press, 1974.

[2] Astronomical Techniques (Edited by W. A. Hiltner), Chapter 7 -8, The University of Chicago Press, 1962.

[3] Basic Astronomical Data (Edited by K. Aa. Strand), Chapter 11 13, The University of Chicago Press, 1963.

[4] Курс астрофизики и звездной астрономии (Ответственный редактор А. А. Михайлов), Том 8, Том 25, Государственное издательство, 1973.

[5] P. J. Flower, *Astron. Astrophys.*, Vol. 54, pp. 31 39, 1977.

[6] D. F. 格雷著，黄磷等译，恒星光球的观测和分析，第四章，科学出版社，1981.

第五章　天体分光测量

天体分光学是应用光谱分析和分光光度测量方法来研究天体的特性. 同其它方法相配合,它不仅能定性地和定量地确定天体的化学组成,测出天体的温度,而且还能确定天体的距离、大小、质量、密度和运动温度,研究它们大气的物理过程和结构模型等等.

获得天体的光谱是天体分光学中最根本的问题. 其基本仪器是光谱仪,本章将介绍最常用的光栅光谱仪及其它分光仪器.分光光度测量的任务是测定天体某波长处的单色辐射流或单色亮度,研究天体辐射随波长的分布. 分光光度测量从本质上讲也属光度测量范畴. 不过,由于它测量的波段范围无限窄,故在对仪器的要求,测量和分析方法等方面,与上一章所介绍的一般光度测量有所不同.按测量的波长范围,它可分为连续光谱测量和谱线测量,本章将分别予以介绍. 在光谱分析方面,将介绍用测量光谱线波长的仪器——比长仪测定波长的方法及谱线的证认工作,并介绍有关恒星光谱分类及天体视向速度的测定方法等方面的知识.

§5.1　分光仪器

获得天体光谱是对天体进行分光研究的首要前提,能否得到天体的光谱,得到的光谱质量如何,直接决定了对天体研究成果的大小及可靠程度.

光谱仪(或分光仪)是获得天体光谱的基本仪器,它将来自天体的辐射分解为由各种波长单色光组成的光谱. 典型的光谱仪由三部分组成: 准直系统、色散系统(或干涉系统)、接收系统. 准直系统的主要作用是使进入光谱仪的光成平行光束,色散系统(或干涉系统)的主要作用是将天体辐射分解为光谱,接收系统的作用是

用探测器将光谱记录下来．光谱仪的种类、型号繁多，但按分解光的原理可分为两大类，一类是利用色散原理的光谱仪（包括光栅光谱仪，棱镜光谱仪），另一类是利用干涉原理的光谱仪（包括法布里-珀罗光谱仪，迈克耳孙干涉仪）．傅里叶变换分光仪则是用扫描迈克耳孙干涉仪对光谱进行分光测量的仪器．本节首先介绍光谱仪的一般特性，然后以最常用的光栅光谱仪为重点来说明光谱仪的结构、特性以及使用的方法，对棱镜光谱仪、法布里-珀罗干涉仪、傅里叶变换分光仪只作简单介绍．

一、描述分光仪器的几个参量

（一）色散度

色散度是描述分光仪对光分解本领的一个物理量，有角色散度和线色散度之分．角色散度是表示单位波长间隔的光被分解开的角度即 $\frac{d\beta}{d\lambda}\left(或\ \frac{d\theta}{d\lambda}\right)$，单位为弧度/埃．实际使用上常常采用线色散度的概念．线色散度表示在照相物镜焦平面上每单位波长相当于多少线长度，即 $\frac{dl}{d\lambda}$，单位为毫米/埃．有时亦用 $\frac{d\lambda}{dl}$ 表征光谱仪的色散特性，称为倒线色散度．

（二）分辨本领

光谱仪的分辨本领定义为

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda},\tag{5.1}$$

其中 $\Delta\lambda$ 为恰好能被分辨的两个单色狭缝像的波长差．有两种鉴别准则，瑞利准则认为，两单色像叠加后，只有当其中间强度最多为单色像中心强度的 0.815 倍时，两个单色像才能算分开，因此 $\Delta\lambda$ 为单色像中心强度 0.405 处的半宽．而按阿贝准则，当两单色像中间的总强度最多等于单色像中心强度时就能分开．因此，$\Delta\lambda$ 为单色像中心强度 0.5 处的半宽．因此，同一光谱仪，按阿贝准则

确定的分辨本领高于按瑞利准则确定的分辨本领.

光谱仪的分辨本领又分为理论分辨本领和实际分辨本领两种.

理论分辨本领　对于具有理想光学系统的光谱仪，若入射狭缝宽度无限小,则狭缝单色像的宽度由衍射决定,此时

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{衍}} \tag{5.2}$$

称为理论分辨本领.

事实上,任何一架光谱仪的光学系统都有不同程度的像差,由于仪器各部件(狭缝，光栅及镜面等)的缺陷且入射狭缝总具有有限宽度 s，特别是散射光的影响,都将改变单色狭缝像的宽度和分布,从而影响光谱仪的分辨本领.

实际分辨本领(亦称光谱分辨率)　考虑实际的光学系统，即狭缝具有有限宽度 s，且有衍射和散射光的影响,定义光谱仪实际上能够分辨的两个单色狭缝像的最小波长差与该波长之比为光谱仪的实际分辨本领,即

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{衍} + \Delta\lambda_{散} + \Delta\lambda_{s}}, \tag{5.3}$$

上式中 $\Delta\lambda_s$ 是当入射狭缝具有有限宽度 s 时，能够分辨的两个单色狭缝像的波长差,$\Delta\lambda_{散}$ 为当考虑散射光的影响时,能分辨的两个单色狭缝像的波长差.

实际工作中,只要选择一条无限窄的谱线,通过实际的光学系统后,测出该线的分布,按阿贝准则或瑞利准则来确定该线的宽度 $\Delta\lambda$,即可用 $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ 求出实际分辨本领.

(三) 光谱纯度

光谱纯度为用完善的光学元件和具有一定宽度的狭缝时光谱仪的分辨本领,即

$$P = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_s}. \tag{5.4}$$

$\Delta\lambda_s$ 是考虑狭缝有一定宽度时狭缝像宽度在光谱中所对应的波长间隔，即

$$\Delta\lambda_s = s\frac{d\lambda}{dl}, \tag{5.5}$$

式中 s 为入射狭缝的像宽度，$\frac{d\lambda}{dl}$ 为线色散度。（有时亦将 $\Delta\lambda_s$ 称为光谱纯度。）

（四）光谱照度

在实际天文工作中，大多数天体是极其微弱的光源。前面介绍的色散度、分辨本领、光谱纯度等都是描述分光特性的。但如果不同波长的光分得很开，因而在光谱仪焦平面上的照度变得很弱，有可能无法使探测器发生反应。光谱照度就是描述光谱上各波长处照度强弱的物理量。它与光源的分光亮度，附加的辅助光学系统的分光透射系数以及光谱仪本身的分光特性均有关系。

设狭缝的宽度为 s，高度为 h；在光谱仪焦面上狭缝像的宽度为 s'，高度为 h'，E_λ 为均匀照射在狭缝上的照度，E'_λ 为光谱仪焦面上(即光谱所在处)的狭缝像照度，τ_λ 为光谱仪的透射系数，则狭缝像的照度为

$$E'_\lambda = E_\lambda \tau_\lambda \frac{sh}{s'h'}. \tag{5.6}$$

对于某一特定的天体和特定的光谱仪，E_λ，τ_λ 均为已知，所以为得到合适的光谱照度，唯一可调的参数是狭缝，故这里专门讨论光谱照度和狭缝的关系。

设狭缝像因色散增加的宽度为 s_1，因衍射增加的宽度为 s_2，狭缝像的实际宽度应为

$$s' = s\frac{d_1 f_2}{d_2 f_1} + s_1 + s_2,$$

第一项为狭缝的几何像宽度。式中 d_1，f_1 和 d_2，f_2 分别为准直物镜的口径和焦距，照相物镜的口径和焦距。通常 $d_1 = d_2$，则

$$s' = \frac{f_2}{f_1} s + s_1 + s_2.$$

狭缝像的高度为 $h' = \frac{f_2}{f_1} h$.(因 h 较大，故可忽略衍射的影响.)将 s', h' 代入式(5.6)中,则有

$$E'_\lambda = E_\lambda \tau_\lambda \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 \frac{s}{s + \frac{f_1}{f_2}(s_1 + s_2)}. \tag{5.7}$$

用有效口径 ϕ 表示,则式(5.7)可化为

$$E'_\lambda = E_\lambda \tau_\lambda \left(\frac{\phi_2}{\phi_1}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\phi_2}{s\phi_1}(s_1 + s_2)}. \tag{5.8}$$

在一般情况下 $\frac{\phi_2}{s\phi_1} s_2$ 这一项较小,为讨论方便起见可略去. 这样，可得狭缝像照度和入射光照度的关系式为

$$E'_\lambda = E_\lambda \tau_\lambda \left(\frac{\phi_2}{\phi_1}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\phi_2}{s\phi_1} s_1}. \tag{5.9}$$

对线光谱，狭缝像因色散而加宽的量 s_1 很小. 例如在中型光谱仪中，s_1 只有 0.005—0.013 毫米，若 $s > 0.025$ 毫米，则 $\frac{\phi_2}{s\phi_1} s_1$ 可忽略不计,可得

$$E'_\lambda = E_\lambda \tau_\lambda \left(\frac{\phi_2}{\phi_1}\right)^2. \tag{5.10}$$

则狭缝像的照度(也就是线光谱的照度)与狭缝的宽度无关. 而当 $s < 0.025$ 毫米时，狭缝像的照度 E'_λ 随狭缝宽度 s 的减小而减小.

对于连续光谱或带光谱,因色散而增加的宽度 s_1 很大. 设若进入狭缝的辐射波长成分从 λ_1 连续延伸到 λ_2,则

$$s_1 = f_2 \overline{\frac{d\beta}{d\lambda}} (|\lambda_1 - \lambda_2|) = \frac{R}{\phi_2} (|\lambda_1 - \lambda_2|). \tag{5.11}$$

当 $|\lambda_1 - \lambda_2| = 4000$ 埃，$f = 600$ 毫米时，若 $\overline{\frac{d\beta}{d\lambda}} = 15''$/埃，$s =$

0 025 毫米，则 $\frac{\phi_2}{s\phi_1}s_1=10000$，因而可将式(5.9)分母中的1略去，得

$$E'_\lambda = E_\lambda\tau_\lambda\left(\frac{\phi_2}{\phi_1}\right)^2\frac{s\phi_1}{R(|\lambda_1-\lambda_2|)}. \qquad (5.12)$$

式(5.12)表明，对于连续光谱或带光谱，狭缝像照度(即光谱照度)与狭缝宽度成正比，而与光谱仪的分辨本领成反比

（五）透光率（throughput）和透光率-分辨率积

当光谱仪用光电器件作探测器时，必须考虑透过光谱仪系统的光通量 F，只有当透过系统的光通量 F 足够大时，才能使光电探测器发生反应. 显然，由式(5 6)，透过系统的光通量 F 与均匀照射在入射狭缝上的照度以及光谱仪本身的集光、透光本领有关.

定义光谱仪的透光率 T 为入射狭缝在准直镜上所张的立体角 ω、准直镜面积和光谱仪透射系数 τ_λ 的乘积，它表征光谱仪收集和透射光的能力，表示成公式为

$$T=\frac{sh}{f_1^2}\times\pi\left(\frac{d_1}{2}\right)^2\times\tau_\lambda, \qquad (5.13)$$

则透过系统的光通量 F 为

$$F = E_\lambda T. \qquad (5.14)$$

显然透光率 T 越大，透过系统的光通量 F 亦越大.

人们总期望获得高质量的光谱片.所谓高质量的光谱片，即要求分辨率高且清晰，亦即透光率-分辨率积 TR 要高，也就是说 TR 积标志了光谱质量的高低. （对于干涉仪，用光度 分辨率积来衡量光谱质量.）研究表明，当大气条件相同时，使用同样的望远镜，光栅的 TR 积大大优于具有同样面积的棱镜. 而法布里-珀罗光谱仪的光度-分辨率积 LR 比具有同样面积的光栅光谱仪高70—350倍.

二、光栅光谱仪

(一) 衍射光栅

光栅光谱仪的色散系统是衍射光栅. 关于平面衍射光栅的作用原理,主要在光学书籍中讨论,这里仅重复一下基本公式.

衍射光栅是由许多互相平行、等宽、等距的狭缝所组成,利用多缝衍射原理使光发生色散. 图 5.1 为透射光栅的示意图,当光束投射到光栅上,通过各个狭缝时光将发生衍射,在某些方向光被

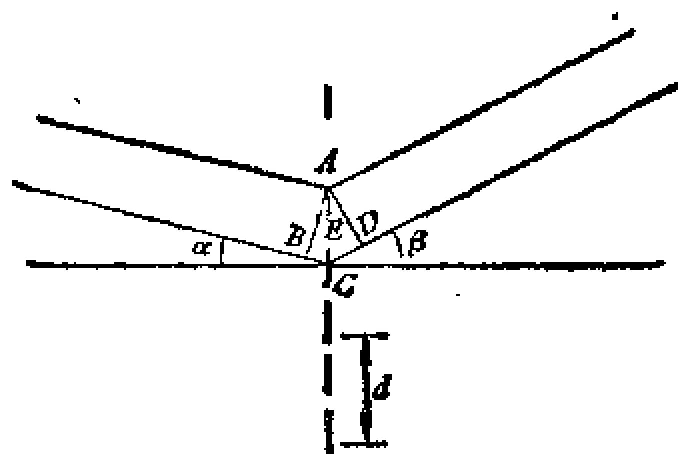


图 5.1 衍射光栅示意图.

增强,而在另一些方向则减弱.这样在接收屏上将出现明暗交替的条纹. 同时,通过不同狭缝的光束之间又将发生干涉,使得原来由一个狭缝给出的条纹再被分割为更加明锐的亮暗条纹. 由光的衍射和干涉的理论,可以计算各亮条相应的位置(即主极大的位置). 设平行光束以与光栅法线成 α 角投射到光栅上,若 β 为衍射角,d (即 AC) 为光栅常数,它等于狭缝宽度和两狭缝间距离之和. 则两相邻光线的程差为

$$\Delta = BC + CD = d(\sin\alpha + \sin\beta).$$

由物理光学知,形成主极大的条件为

$$\Delta = m\lambda,$$

亦即

$$d(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda,\quad m = 0, \pm 1, \pm 2\cdots\cdots \qquad (5.15)$$

方程式 (5.15) 不仅对透射光栅适用,也适用于反射光栅. 它是决

定光栅衍射特性的基本方程式，称为光栅方程式．由光栅方程式可知，对于不同波长的光，达到极大的衍射角 β 各不相同，这表明各种波长的光其亮条将在接收屏上依次连续地排列，这就形成了光谱．

显然，对应于各种 m 值，分别可得到不同组的光谱，m 称为光谱级数．当 m 取 $0, \pm 1, \pm 2, \cdots\cdots$ 等数值时，相应的光谱称为零级光谱，正、负一级光谱，正、负二级光谱……等．由于入射在光栅上的光被分布在光栅的许多光谱级上(包括零级光谱上)，其结果是能量分散给这些光谱级．由于一般平面衍射光栅衍射包络的最大极大值发生在 $\beta = -\alpha$ 处，但该处的色散为零，大量的光将损失于零级，从而大大降低了光栅的效率．

为了克服平面衍射光栅的上述缺陷，设计出了有定向刻线的光栅．这种光栅利用有一定形状的刻刀，在金属反射面上刻划出具有确定形状的刻槽，这种光栅并非由刻划和不刻划的面积所组成，而是整个金属反射面被具有一定形状的刻刀分划成锯齿形的阶梯面，使光栅反射的绝大部分光都集中在所应用的那一级光谱的一定波段范围内，这个确定的波长称作"闪耀波长"，这种集中光能量的性质，通常称为"闪耀"，这种光栅叫定向光栅(亦称镜面光栅)或"闪耀"光栅．它的剖面如图 5.2 所示．槽面法线和光栅平面法线的夹角 θ 称为闪耀角，它的值由制造者在研磨和刻划机上安装金刚石刻刀时确定．

光栅制造者给出的通常是对应于 $\alpha = \beta$ 时的第一级光谱的闪耀波长(此时称为利特罗 (Littrow) 装置)．如果光栅用于非利特罗装置，闪耀波长将变短．设 λ_b 为 $\alpha \neq \beta$ 时任一 α'，β' 时的闪耀波长，λ_0 为 $\alpha = \beta$ 时的一级闪耀波长．由图 5.3，当 $\alpha = \beta$ 时必有 $\alpha = \beta = \theta$．于是光栅方程式为

$$2d \sin\theta = m\lambda.$$

则一级闪耀波长 $\lambda_0 = 2d \sin\theta$，若 $\alpha \neq \beta$，由图 5.3 可知

$$\theta = \frac{\alpha + \beta}{2}.$$

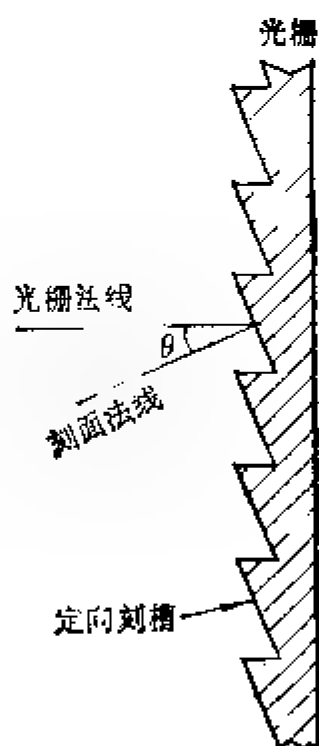


图 5.2

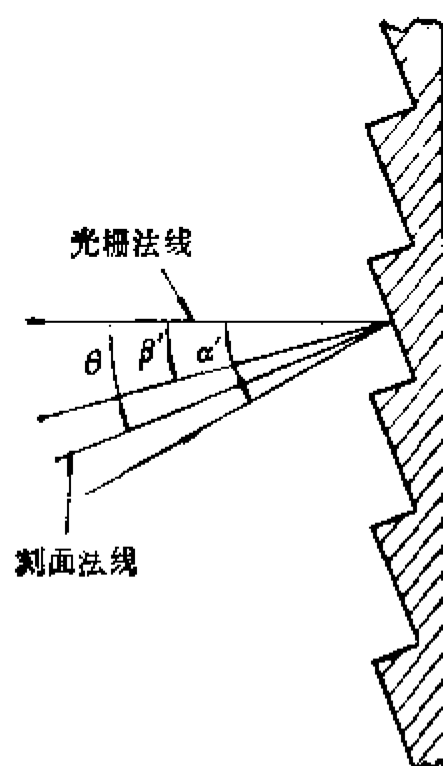


图 5.3

当二光线在光栅法线同侧时取正号，反之取负号. 对于任一组合 α'，β'，此时的闪耀波长 λ_b 为

$$\lambda_b=\frac{d}{m}(\sin\alpha'+\sin\beta')=\lambda_0\cos\frac{\alpha'-\beta'}{2}.$$

例如某光栅在 $\alpha=\beta$ 时对 6000 埃闪耀，则当 α' 与 β' 差 60° 时，闪耀发生在 5196 埃.

近代刻制的定向光栅的效率可达 60－75％.

(二) 光栅光谱仪的特性

1. 色散度　光栅光谱仪的角色散度由光栅的角色散度决定. 对一固定的入射角，微分光栅方程式，得到角色散度为

$$\frac{d\beta}{d\lambda}=\frac{m}{d\cos\beta}=\frac{\sin\alpha+\sin\beta}{\lambda\cos\beta}. \tag{5.16}$$

对定向光栅，当 $\alpha=\beta$ 时(即利特罗装置)所取角色散的形式特别简单，此时为

$$\frac{d\beta}{d\lambda}=\frac{2}{\lambda}\operatorname{tg}\beta. \tag{5.17}$$

光栅光谱仪在照相镜焦平面上的线色散度为 $f_2\frac{d\beta}{d\lambda}$，它的单位是每埃的毫米数，最常用的是倒线色散度 p，对于利特罗条件，有

$$p=\frac{\lambda}{2f_2\operatorname{tg}\beta}\quad 或\quad p=\frac{d\cos\beta}{mf_2},$$

式中的符号具有与上述同样的意义. 在实测工作中，低色散工作如30埃/毫米或更低，通常在望远镜的卡焦进行，高色散工作则在折轴焦点进行.

2. 光谱纯度　由式(5.5)知，光谱纯度 $\Delta\lambda_s$ 决定于入射狭缝的像宽度 s' 与光谱仪的线色散度 $\frac{d\lambda}{dl}$.

入射狭缝像宽度与准直镜和照相镜的焦距 f_1, f_2 以及光栅的方位均有关. 设入射狭缝的宽度为 s，则从光栅看入射狭缝的角大小为

$$d\alpha=\frac{s}{f_1}.$$

由光栅方程式(5.15)有

$$d\beta=-\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}d\alpha=-\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\frac{s}{f_1},$$

$d\beta$ 为入射狭缝单色像的角大小. 入射狭缝像宽度为

$$s'=f_2d\beta=-\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\frac{f_2}{f_1}s.$$

由式(5.16)得 $\frac{d\lambda}{dl}=\frac{1}{f_2}\frac{d\cos\beta}{m}$,

所以光谱纯度

$$\Delta\lambda_s=s'\frac{d\lambda}{dl}=-\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\frac{f_2}{f_1}s\frac{d\cos\beta}{f_2m}=-\cos\alpha\frac{s}{f_1}\frac{d}{m}. \qquad (5.18)$$

由式(5.18)可知，光谱仪的光谱纯度既决定于光栅参数 d, m，又决定于光谱仪的参数 s, f_1.

3. 理论分辨本领　光栅光谱仪的理论分辨本领，决定于光栅的理论分辨本领，

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{衍}}.$$

$\Delta\lambda_{衍}$由衍射决定，$\Delta\lambda_{衍} = \frac{d\lambda}{d\beta}\Delta\beta_{衍}$，$\Delta\beta_{衍}$为$m$级主极大和$m$级主极大旁边第一个极小之间的张角．$m$级主极大的位置由$d(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda$决定，其相邻第一极小的位置由$d(\sin\alpha + \sin(\beta + \Delta\beta_{衍})) = m\lambda + \frac{\lambda}{N}$决定．两式相减得

$$\sin(\beta + \Delta\beta) - \sin\beta = 2\cos\left(\beta + \frac{\Delta\beta}{2}\right)\sin\frac{\Delta\beta}{2} = \frac{\lambda}{Nd},$$

即

$$\cos\beta\Delta\beta_{衍} = \frac{\lambda}{Nd}, \quad \Delta\beta_{衍} = \frac{\lambda}{Nd\cos\beta},$$

则

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{衍}} = \lambda\Big/\left(\frac{d\lambda}{d\beta}\Delta\beta_{衍}\right) = mN. \qquad (5.19)$$

式(5.19)中N为光栅刻线总数．它表明光栅的分辨本领是光谱级序数和刻线总数的乘积．例如，对每毫米刻线600条的150×140毫米的光栅，其一级光谱的理论分辨本领为600×150＝90000．因此，光栅刻线范围越大，刻线分布越密，所应用的光谱级数越高，则它的分辨本领也越高．

目前最大的光栅为450毫米×350毫米，理论分辨本领可高达10^6以上，这样高的分辨本领适用于对光谱进行精细研究．必须指出，由于光栅制造过程中出现的缺陷，例如刻线间距不严格相同等等，光栅的实际分辨本领低于式(5.19)给出的理论值．

4. 自由光谱范围(free spectral fange)

自由光谱范围$\Delta\lambda$定义为同一衍射角β上，相邻两光谱级两波长之间的波长差．

由光栅得到的各级光谱是彼此重叠的，在同一衍射角β处，既可观测到波长为λ_1的第一级($m = 1$)光谱，也可观测到二级，三级……等高级光谱，其对应的波长满足下述关系：

$$\lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3 = \cdots\cdots = m\lambda_m.$$

例如，在同一β角的位置上，观测到第一级λ_1为9000埃的光谱，同时也可观测到λ_2为4500埃的二级光谱，λ_3为3000埃的三级光谱……，它们互相重叠在一起.

对于同一衍射角β，相邻两光谱级m，$(m+1)$两波长之间的波长差$\Delta\lambda_1$可由下式求得：

$$m\lambda = (m+1)(\lambda - \Delta\lambda_1),$$

于是

$$\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda}{m+1}. \tag{5.20}$$

同样，可求得m级与$(m-1)$级之间的两波长差$\Delta\lambda_2$：

$$(m-1)(\lambda + \Delta\lambda_2) = m\lambda,$$

$$\Delta\lambda_2 = \frac{\lambda}{m-1}. \tag{5.21}$$

式(5.20)和(5.21)中的λ均为m级的波长.

例如，对于同一衍射角β，波长为4500埃的二级光谱，它与三级光谱之间两波长的波长差由式(5.20)得为1500埃，它与一级光谱之间两波长的波长差由式(5.21)得为4500埃.

显然，低级光谱的自由光谱范围较大，不需要的光谱级很容易选用适当的滤光片和相应的照相底片来消除在应用高级光谱时，自由光谱范围很小，例如阶梯光栅光谱仪便属此情况，通常需要用一辅助的色散设备，来分开重叠的各级光谱，关于这方面的知识在阶梯光栅光谱仪中介绍.

5. 光栅的鬼线、卫线和伍德异常

理想光栅的刻线应当是直的，彼此互相平行，而且相邻刻线间距离相等，刻槽的形状和深度也应完全一样. 实际光栅往往不能满足这些要求. 实际光栅刻线中的这些缺陷，导致了所成光谱上附加强度分布的出现，在某一条亮线的两侧，可以观测到对称分布的亮条——强度较微弱的亮线，这就是所谓鬼线(或称伪线)，它使光谱中每一单独的发射线，变成如图5.4所示的多重线图样. 显然

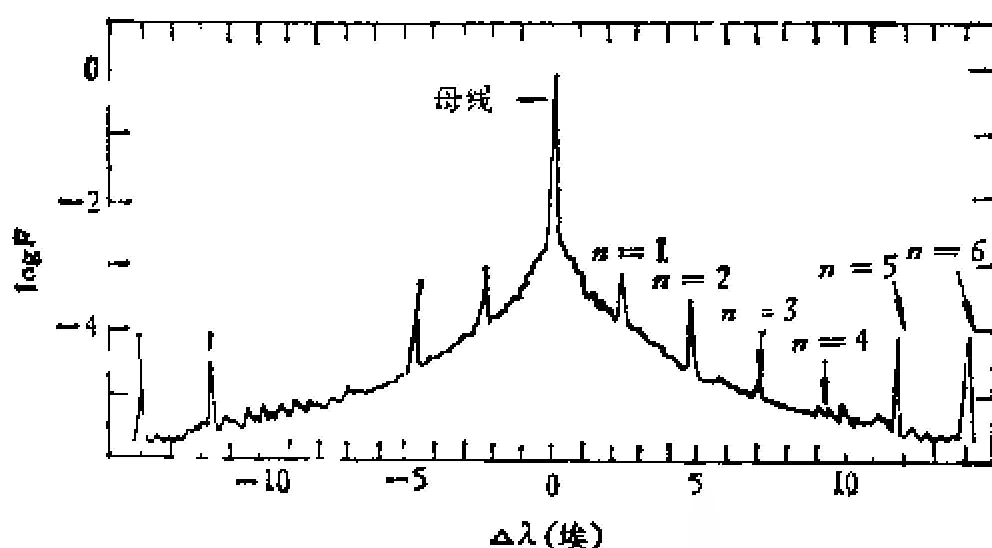


图 5.4　鬼线示意图.

在具有鬼线的情况下,将使光栅的分辨本领降低,光谱上每个细节都将以减弱后的形式在邻近地方重复出现,叠加到已有的细节上,从而歪曲了它们. 一般鬼线距真谱线的距离(以波长埃为单位)可用下式计算:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda n}{mN'}, \tag{5.22}$$

式中 n 为鬼线级数,m 为光谱级数. N' 为光栅刻线机螺旋在一个旋转中刻线的数目. 例如,当 $n=1, m=1, N'=600, \lambda=5000$ 埃时,$\Delta\lambda=8.33$ 埃. 借用鬼线光来观察光栅,可以弄清楚鬼线现象的本质. 观察发现光栅带有许多条纹,即形成鬼线的光线是来自这一系列的亮条纹. 这些条纹中的每一个都对应于刻划机周期误差的一个周期,故它们形成一个鬼光栅.

由于光栅刻划机螺旋齿距的周期误差和刻划机螺旋系统重复的局部弹性变形所引起位置离母线很近的鬼线,叫罗兰鬼线. 当刻线中存在一个以上的周期误差,两个鬼线衍射图样的干涉会形成离母线很远的鬼线,它们叫做莱曼鬼线. 不管是罗兰鬼线还是莱曼鬼线,其离母线的距离均用式(5.22)计算. 无论离母线近或远的鬼线,它们均与母线颜色相同,这是因为不同级的鬼线实际上是鬼光栅对同一波长 λ 的不同级次衍射形成的. 因此,可用目视

观测来证认莱曼鬼线.

鬼线强度随 n 的变化通常是不规则的. 一般 $n = \pm 1$ 的鬼线最强. 总趋势是强度随 n 增加而减小，这是与衍射包络的一般性质相一致的. 不规则情况的出现是由于在刻线中有一个以上的周期误差，它们之间的干涉降低了某些鬼线的强度，如果鬼光栅呈现定向特性，鬼线对是不对称的.

对于一般光栅，一级光谱中鬼线的强度不应当大于母线强度的 $\frac{1}{100}$，对一块优良的光栅，在一级时，鬼线强度小于母线强度的万分之一. 进行分光光度测量时，若光栅鬼线强度在一级光谱中大于

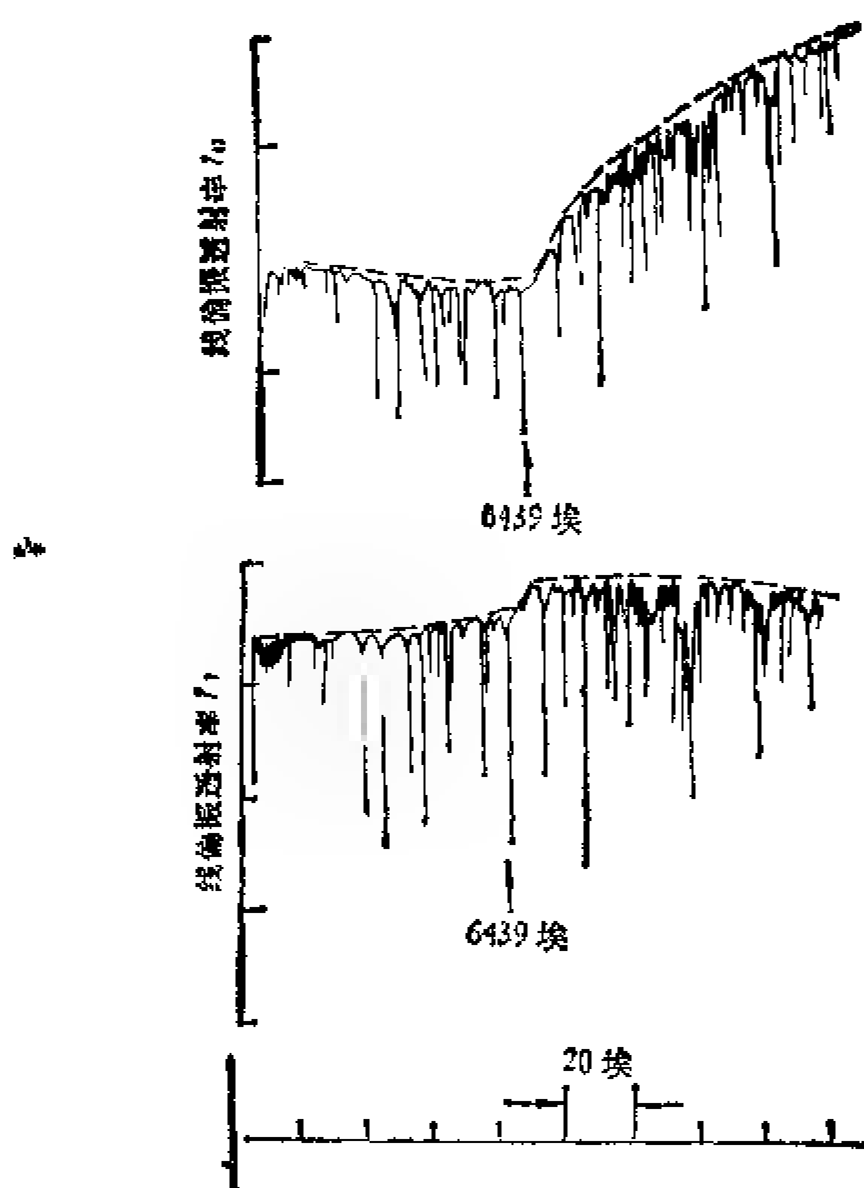


图 5.5 伍德异常.

主线的 $\frac{1}{100}$，则必须作相应的改正。

第二种光栅缺陷引起的假谱线叫做卫线。用卫线光来观察光栅时，可看出光栅面上局部的变形。实际上这相当于一块小光栅重叠在主光栅上，但彼此不在同一平面内。卫线远比鬼线更靠近母线。对于优良的光栅，它们难以被测量出来。

所谓伍德异常是在平滑的连续谱中引起比较大的不连续性。对任何给定的光栅，这些异常的位置均可计算。不连续位于定向效率较高的区域之外或其它边沿上。不连续性的量在极大程度上取决于入射光的偏振，且对同一光栅，各伍德异常间的差别也十分明显(见图5.5)。

三、阶梯光栅光谱仪

由光栅角色散的公式(5.16)可知，如果用低级光谱，即 $m=1$ 或 2，只有细刻线光栅才能得到高角色散度。另一方面，如果使用高级光谱，即 m 很大，则对于粗刻线光栅亦能获得大的角色散。为利用高级光谱和大入射角而特殊设计的衍射光栅叫阶梯光栅。阶梯光栅是一块平面反射衍射光栅，其横截面示意图见图5.6。它的特点是刻槽形状为直角三角形(或接近于直角三角形)，大多数阶梯的闪耀角为63.5°。

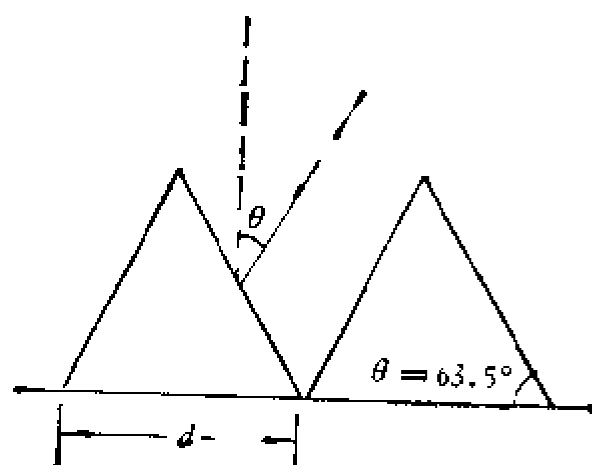


图 5.6

由于阶梯光栅使用高级次光谱，不同级光谱重叠，所以必须使

用一个与阶梯光栅相垂直的辅助色散器(用一般的棱镜或光栅即可,通常它的分辨本领和角色散度较小). 阶梯光栅光谱仪的基本原理与一般光栅光谱仪相同. 它与一般光栅光谱仪的主要不同在于: 1. 色散系统中用阶梯光栅代替一般光栅; 2. 在色散系统中增加了一块与阶梯色散方向相垂直的棱镜或光栅. 其光路图见图5.7.

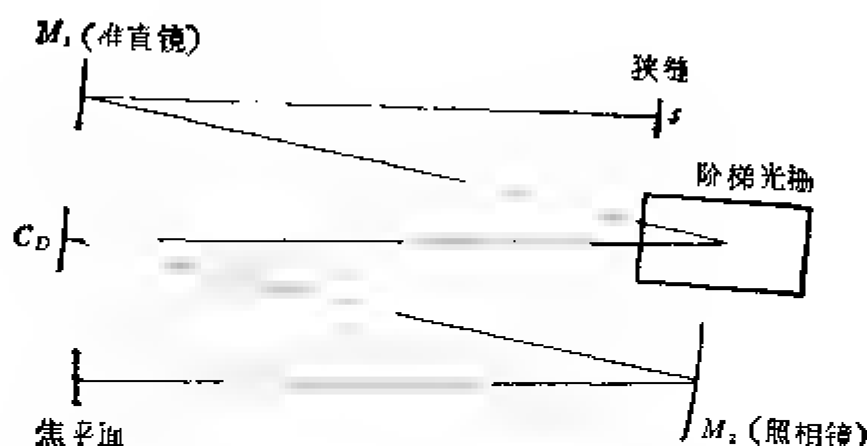


图 5.7 阶梯光栅光谱仪光路示意图.

进入狭缝 s 的光束由准直镜 M_1 反射, 成平行光束投向阶梯光栅 E. 经 E 色散后的光束, 又被小的色散光栅 CD 再一次沿与阶梯光栅色散方向相垂直的方向作第二次分解, 以使重叠的各级光谱分开, 故在焦平面上的光谱是二维的. 这种光谱可用照相底片拍摄, 亦可用二维光电器件接收. 一次同时获得的光谱范围可达四、五千埃的宽度. 图 5.8 为阶梯光栅摄谱仪拍摄的光谱片.

光栅方程式(5.15)对阶梯光栅同样适用. 对于阶梯光栅, 一般采用利特罗装置(或接近于满足利特罗条件), 则 $\alpha = \beta$ (或 $\alpha \approx \beta$) 时式(5.15)成为

$$2d\sin\beta = m\lambda, \quad (m \text{ 为整数}) \tag{5.23}$$

亦即满足上式这种波长的光达极大. 而波长为 $(\lambda - \Delta\lambda)$ 的光, 当它满足 $(\lambda - \Delta\lambda)(m+1) = 2d\sin\beta$ 时同样达极大. 由于

$$(m+1) = \frac{2d\sin\beta}{\lambda - \Delta\lambda} \approx m + \frac{2d\sin\beta\Delta\lambda}{\lambda^2},$$

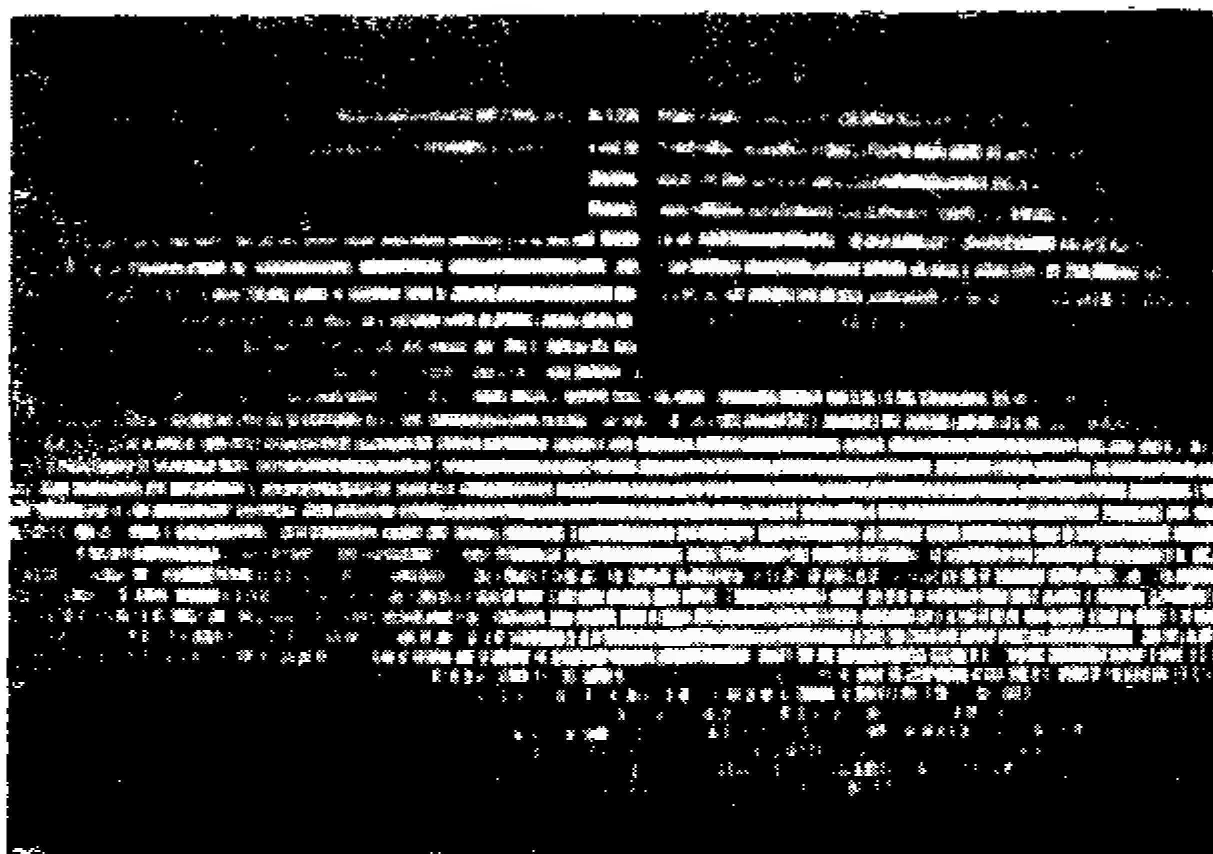


图5.8 阶梯光栅光谱仪拍摄的光谱片.

所以相邻两极大间的波长差为

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d\sin\beta}. \tag{5.24}$$

设 w 为阶梯光栅刻线有效面积的宽度，由式(5.19)和(5.23)得到阶梯光栅的分辨本领为

$$R = mN = \frac{2d\sin\beta}{\lambda}\cdot N = \frac{2w\sin\beta}{\lambda}.$$

阶梯光栅的角色散度的表达式与光栅光谱仪的角色散度的公式(5.17)相同. 但由于阶梯光栅用于大入射角，故它的角色散度比普通光栅高. 目前已能刻制大小为200×400毫米的高质量的阶梯光栅，与普通光栅相比，阶梯光栅的角色散可以大5－10倍.

由阶梯光栅分辨本领的表达式和角色散度的表达式可知，阶梯光栅的分辨本领与光栅宽度 w、衍射角 β 有关，而角色散度仅与衍射角 β 有关。β 越大亦即 α 越大，则分辨本领和色散度越大。例如，若 $w = 255$ 毫米，$\alpha = 78°1'30''$，对于这样的阶梯光栅在 $\lambda = 5000$ 埃处 $R = 10^6$，在 $\lambda = 2000$ 埃处 R 为 2.5×10^6，在 $\lambda = 5000$ 埃处角色散度为 0.0019 弧度/埃，若取光谱仪焦距 $f = 2000$ 毫米，则线色散度为 3.8 毫米/埃；若取 $f = 15100$ 毫米，光谱的线色散度可高达 28.5 毫米/埃。

具有相近色散的阶梯光谱仪和光栅光谱仪，进行同种类型的观测时，若要求具有同样的分辨率则阶梯光谱仪的探测极限比光栅光谱仪高得多；反之，若要求具有同一探测极限，则阶梯光谱仪的光谱分辨率比光栅光谱仪高。同时由于阶梯光栅使能量集中在所应用的某一高级次光谱上，因此拍摄所需要的曝光时间相当短。它可比具有同样色散度及分辨本领的普通光栅短 4—20 倍。但由于光栅的罗兰鬼线强度与光谱级数的平方成正比，所以阶梯光栅的鬼线强度较一般光栅为大。

四、棱镜光谱仪和棱镜照相机

（一）棱镜光谱仪的原理

棱镜光谱仪的结构和光栅光谱仪基本上相同，只是用棱镜代替光栅作色散系统。作为色散系统的棱镜，可以是一个棱镜，也可以由几个棱镜组成，下面以单棱镜为例说明色散系统的作用。

在图 5.9 中，A 角被称作棱镜的"屈折角"，EF 称作棱镜的"底"。单色光 SM 在棱镜中折射后，由 NC 方向射出。NC 与原来的方向成某一偏角 θ，它随光线 SM 对棱镜的入射角 i 的值而变化。当 i 取某一值时，偏向角 θ 可以达到最小，这个角称作最小偏向角。这时 $i_1 = i_2 = i$，$r_1 = r_2 = r$，其中 i，r 为满足最小偏向角条件的入射角和折射角。当光束以最小偏向角穿过棱镜时，光程最短，棱镜发挥的效率最大。在最小偏向角的情况下，下面几个公式成立：

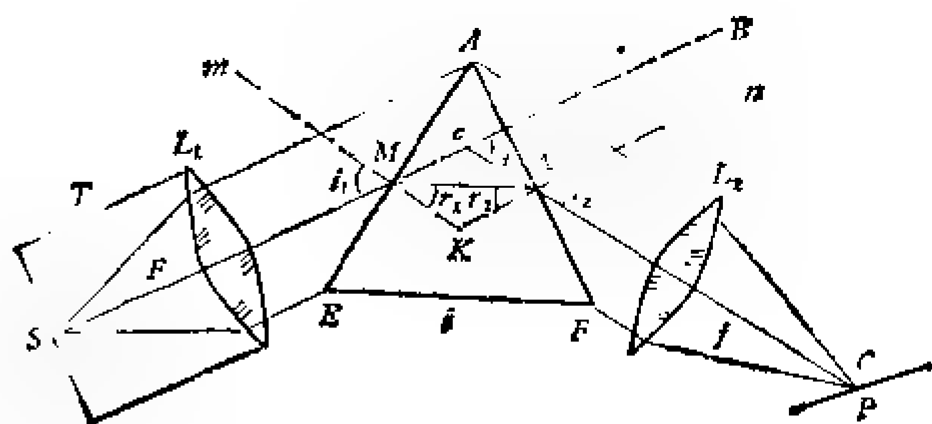


图 5.9　棱镜光谱仪简图.

$$i = \frac{\theta + A}{2}, \tag{5.25}$$

$$r = \frac{A}{2}, \tag{5.26}$$

$$n = \frac{\sin i}{\sin \frac{A}{2}}. \tag{5.27}$$

在棱镜光谱仪中，通常总是把色散系统调节在最小偏向角(由于同一棱镜的最小偏向角对不同的波长是不同的，因此，若入射的光是非单色的，则棱镜的最小偏向角由入射光的中心波长决定)，因此对一般棱镜光谱仪，上述三个公式均适用.

由于棱镜对各种不同波长的光折射情况不同，因此当一束混合光通过棱镜后，各种单色光便发生不同的偏折，从而彼此分解开来. 普通棱镜采用高色散度的重火石玻璃制造，但它对紫外光的吸收很大. 如果采用轻火石玻璃制造棱镜，则可使透过的波长延伸到 3600—3700 埃. 一般分析紫外光谱的棱镜光谱仪都采用天然结晶的石英来制造；或者也可用岩盐来代替. 表 5.1 中列出了主要棱镜材料的折射率. 表中 n_D 表示波长 5893 埃(即钠的 D_1 线和 D_2 线的平均波长)处的折射率；$n_F - n_C$ 是波长 4861 埃(氢的 H_β 线)和 6563 埃(氢的 H_α 线)处的折射率之差，它们被用来描述材料的色散度. 对于一些专门用来研究红外光谱的光谱仪，有的采用

表5 1　主要棱镜材料折射率表

	材料	n_D	$n_F - n_C$	穿　透　区　域
玻璃	紫外冕牌	1.5035	0.0073	3250 埃　2.5 微米
	轻火石	1.5804	0.0139	3600 埃　2.5 微米
	重火石	1.6555	0.0190	4000埃　2.5 微米
晶体	石英	1.5443	0.0078	1850 埃　3.5 微米
	岩盐	1.5443	0.0127	1750 埃　17 微米
	萤石	1.4338	0.0045	1200 埃—9 微米

人工培养的碱金属卤化物(氯化钠或氟化锂)晶体制造棱镜，但它们很容易吸收湿气，使用时应注意.

一般而言，棱镜的色散本领比光栅小，故它通常用于小型光谱仪中，当棱镜光谱仪用于照相即为棱镜摄谱仪. 通常未消色差的物镜对于多色光的成像会有很大影响.但在摄谱仪中，由于复色光已被分解，如果照相物镜仅有色差没有消除，焦距随波长线性变化，那么在较宽波段内的光谱线仍有可能成像于同一平面，但不再是垂直于照相物镜光轴的平面，而是与光轴成某一倾角(见图 5.10). 这个倾角的大小，可由制造棱镜和照相物镜材料的折射率计算确定. 设摄谱仪的棱镜和照相物镜的材料相同，n 为所拍摄的光谱段中折射率的平均值，则光谱平面对照相物镜光轴的倾角 φ 可由下式计算:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2(n-1)\sin\dfrac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2\sin^2\dfrac{A}{2}}}$$

对于屈折角为 60° 的棱镜，若所用材料为水晶(对于 $\bar{\lambda} = 2570$ 埃，$\bar{n} = 1.59$)，则 $\varphi \approx 44°$；如果采用的材料是重火石玻璃(对于 $\bar{\lambda} \approx 4600$ 埃，$\bar{n} = 1.666$)，则 $\varphi \approx 50°$.

照相底片盒要求密封得很好，特别是在强光下拍摄光谱(如拍摄太阳光谱)的底片盒，任何微小的漏光都会影响光谱的质量. 此外，还要求底片盒能沿焦平面在垂直于色散的方向移动，以便可以

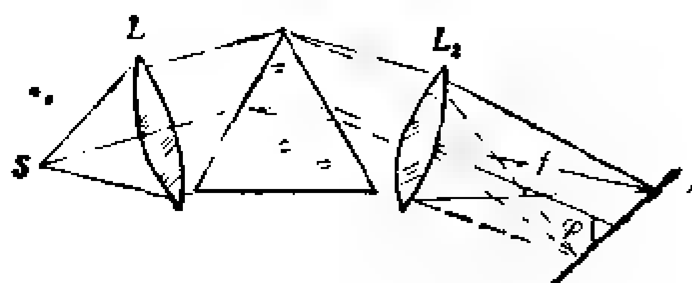


图5.10 焦平面倾斜示意图.

在同一张底片上依次拍摄数条光谱。至于底片盒相对于光轴的倾斜度也应有相应的螺旋进行调节，保证底片严格与实际光谱的成像面重合。

(二) 棱镜光谱仪的特性

1. 色散度 棱镜的角色散度与制造棱镜的材料有关，若采用哈特曼 (Hartmann) 经验色散公式表示折射率随波长的变化关系为：

$$n = n_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}, \tag{5.28}$$

式中 n_0, λ_0, c 为常数，可由对应于某三个波长的 n 值来确定。利用式(5.28)求 $\frac{dn}{d\lambda}$，并由式(5.25)和(5.27)求 $\frac{d\theta}{dn}$，最后可得棱镜的角色散度为

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = -\frac{2\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2\sin^2\frac{A}{2}}}\frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \tag{5.29}$$

式(5.29)中负号表示波长减少时偏向角增加，角色散度的单位为弧度/埃。从式(5.29)中可看出角色散度除与波长有关外，还与棱镜的屈折角 A 有关，屈折角越大，角色散度也越大。显然，当增加棱镜的数目，由不止一个棱镜组成色散系统时，色散系统的总角色散度也将增大。实用上常采用线色散度，显然，线色散度为

$$\frac{dl}{d\lambda}=\frac{d\theta}{d\lambda}\cdot\frac{f}{\sin\varphi}=\frac{-2\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}}\cdot\frac{c}{(\lambda-\lambda_0)^2}\cdot\frac{f}{\sin\varphi}. \quad (5.30)$$

式(5.30)中 f 为照相物镜的焦距，φ 为底片对于照相机物镜光轴的倾角．由式(5.30)可知，棱镜光谱仪的色散度随波长而变化，波长越短色散度越大，即紫外区比红区的色散度大，实际工作中，常常可以从光谱中证认出一些波长已知的谱线，由此作出色散曲线，继而再定出各波段的色散度．

2．理论分辨本领　根据光的衍射理论，有效孔径为 D 的棱镜其衍射主极大与第一极小间的角距 $\Delta\theta=\frac{\lambda}{D}$．当棱镜被照满时，$D$ 应等于准直物镜的有效口径．由定义(5.2)不难求得棱镜光谱仪的理论分辨率为

$$R=\frac{d\theta}{d\lambda}D. \quad (5.31)$$

利用式(5.25)和(5.27)，并参阅图5.9上的几何关系，式(5.31)又可写为

$$R=t\frac{dn}{d\lambda}. \quad (5.32)$$

式(5.31)和(5.32)表明，当光谱仪的角色散度越大，准直物镜的有效口径越大时，对应的分辨本领也就越高．或者也可以这样描述：制作棱镜的玻璃材料的折射率随波长的变化越大，所用棱镜的底边越长(也就是棱镜越大)，棱镜摄谱仪的分辨本领也就越高．

上述结果是当棱镜被满照时得到的．当入射光束不能满照棱镜时，式(5.32)必须稍作变化．图5.11表示棱镜过大，或入射光束直径较小时的情况．若光束在棱镜内的最大光程为 t_2，最小光程为 t_1，式(5.32)应改为

$$R=(t_2-t_1)\frac{dn}{d\lambda}. \quad (5.33)$$

3．光谱弯曲　事实上，在大多数棱镜光谱仪中，由照相物镜

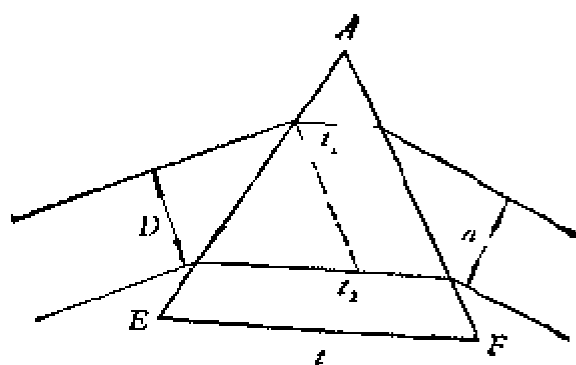


图 5.11 有效棱镜示意图.

所成的光谱并不位于一个平面上,而是沿弯曲的柱面分布的,如图 5.12 所示那样. 造成光谱弯曲的原因有两种:

(1) 在用简单透镜作光谱仪的准直透镜时,对于不同波长的光,透镜的焦距随波长的变化并不是线性的,显然这样所组成的焦面(即光谱面)不可能是平面,即使是消色差物镜,也会有残余色差存在,而不可能完全避免光谱面的弯曲. 因此,只有采用软照相底片,在照相机焦平面上作相应的弯曲,才能获得明晰度较好的光谱。

(2) 只有严格的平行光束通过棱镜后才不会产生光的会聚或发散. 而在光谱仪中,所谓的消色差物镜只是对某两个波长产生绝对平行的光束,对于其它波长的光,并不是严格平行的. 棱镜将对这些非严格平行的光束起会聚作用,这种作用的结果也将使光谱面产生附加的弯曲.

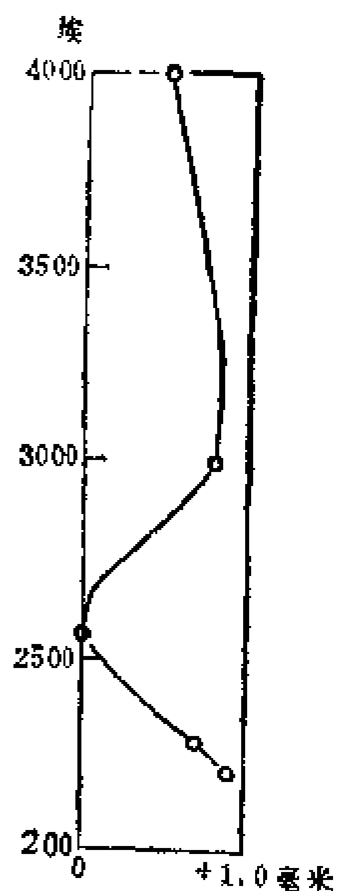


图 5.12 光谱弯曲柱面图.

图 5.12 为一种类型棱镜光谱仪光谱面的弯曲曲线. 这种光谱仪的准直透镜为水晶-萤石的消色差透镜. 由图可以看出,光谱沿着极复杂的弯曲柱面分布. 显然,照相底片不可能在全部波段范围内与之吻合,最大偏差可达±0.4 毫米. 在 $\phi=\frac{1}{15}$ 时,这

种偏差将导致光谱清晰度明显变坏。

4. 谱线弯曲　由于狭缝有一定高度，从狭缝两端来的光束穿过棱镜的路程要长一些。因此，其所受的偏折就比中间部分要大些，这就造成了谱线两头(即对应于光束的边缘部分)向紫端弯曲。越向紫区，其弯曲程度也越大，红区谱线的弯曲最小(如图 5.13 所示)。

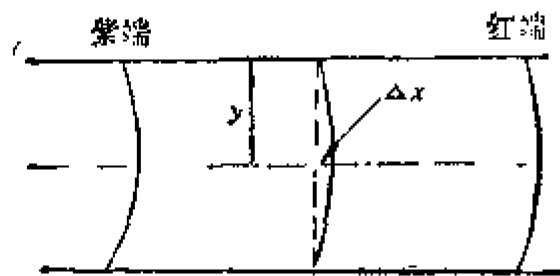


图 5.13　光谱线弯曲示意图。

(三) 棱镜照相机

棱镜照相机是一种天文上独有的光谱仪器。由于来自遥远天体的光束，实际上已经是平行光，因此可直接让它投射到棱镜上，而不需要再经过任何准直系统，棱镜照相机就是利用了这个特点。它的装置非常简单，只要在天文望远镜物镜 L 前放置一块口径大致相同的棱镜就行了。放置在物镜前的棱镜，被称作物端棱镜。图 5.14 给出了棱镜照相机的简图，P 即为物端棱镜。显然在棱镜照相机中天文望远镜起摄谱仪中照相机的作用，由此可见，任何类型的天体照相仪均可改装为棱镜照相机，而只需要在它的物镜前面装上物端棱镜即可。

考虑到物端棱镜对星光引起的偏折，显然在拍摄时角为 t，赤纬为 δ 的恒星的光谱时，不能仍旧把望远镜的度盘对向 (t, δ)，而必须对度盘读数作一改正。在实际装置物端棱镜时，棱镜折射面一般总是平行赤经圈平面，亦即棱镜的折射棱平行于恒星周日运动的方向。这样，棱镜所引起星光方向的改变仅仅影响赤纬 δ 方向。若棱镜的偏向角为 ε_0，则赤纬变化为 $\delta \pm \varepsilon_0$，正负号的选择决

定于棱镜折射棱的位置. 这样放置物端棱镜，可利用改变望远镜周日运动的速度来达到加宽光谱的目的，当然还可用移动照相底片的方法来加宽光谱.

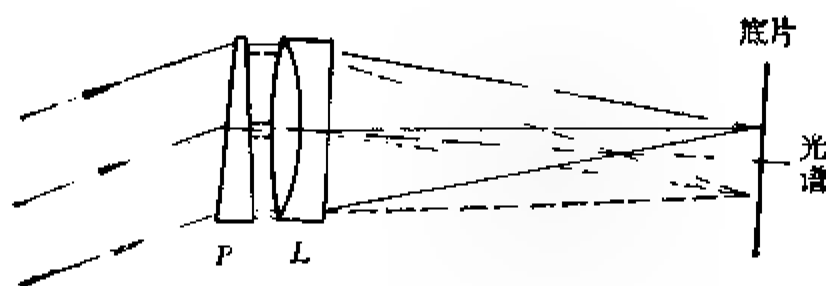


图 5.14 棱镜照相机简图.

由公式(5.29)可知，物端棱镜的屈折角越大，所得光谱的角色散度越大，而线色散度则还与望远镜的焦距有关，随望远镜焦距的增大而增大. 在棱镜照相机中，可用大屈折角的物端棱镜和长焦距的望远镜来获得较大色散度的光谱，但由于所拍摄的对象经常是比较微弱的天体，色散度增大了，光谱变得更加微弱，加之在长时间的曝光过程中星像抖动(部分是由于导星的误差)的影响，以致它的光谱纯度不高. 所以一般应用的物端棱镜屈折角都在10°以下，它只要求获得较小色散的光谱.

因为没有狭缝，棱镜照相机可以拍摄到比有缝摄谱仪更微弱的天体光谱(后者由于狭缝的作用挡去部分星光)，而且棱镜照相机能同时获得许多天体的光谱，只要这些天体在照相机的视场内，并具有一定亮度，它们就能同时在同一张底片上曝光，从而得到光谱. 显然，利用棱镜照相机拍摄天体光谱时，无法拍摄比较光谱，故大大限制了它的应用范围，这是它的不足之处. 有时，一个棱镜照相机也可配备两个物端棱镜，根据不同情况把它们单独或同时加到望远镜上去，这样就可获得色散不同的光谱.

鉴于棱镜照相机具有上述特点，因此，在实测天体物理工作中常常广泛用于拍摄供恒星光谱分类的光谱，也用于特定类型天体的普查，如 H_α 发射线星，行星状星云，类星体，高光度星等. 在这种情况下，要求所用的望远镜具有较大的视场和强的光力，一般的

折反射望远镜(如施密特望远镜)可满足上述要求。由于棱镜照相机拍摄的光谱不受大气色散的影响,因此,也适用于研究恒星的连续光谱。

1953 年法国天文学家费伦巴赫为测量恒星视向速度设计了一种直视物端棱镜,它是由两块冕牌玻璃棱镜和一块火石玻璃棱镜组成,对某一特定波长不产生偏折,解决了物端棱镜光谱波长的定标问题。并克服了一般棱镜的畸变,测量视向速度的精度达 3 公里/秒。

图 5 14 为棱镜照相机的基本光路,对于其它各种类型的天文望远镜,则必须根据其结构的特点来决定物端棱镜放置的部位,虽然光路可能会复杂些,但基本原理却完全一样。

目前世界上最大的物端棱镜口径达 84 厘米(屈折角 4°)。

五、干涉仪

在光谱工作中,提高光谱仪分辨本领的方法,除采用大块光栅和阶梯光栅外,还可利用干涉仪,将干涉仪用于分光术,称为傅里叶分光术。这是目前正在迅速发展且具有强大生命力的新技术。所用的干涉仪种类很多,但最常用的是迈克耳孙干涉仪和法布里-珀罗干涉仪。干涉仪均用于测量光谱的傅里叶变换。实际应用中,法布里-珀罗干涉仪常适用于波长短于 10000 埃,高分辨率、窄光谱范围的谱线精细结构的研究,而迈克耳孙干涉仪通常适用于波长大于 10000 埃(即红外波段),低和中等分辨率,宽光谱范围的光谱研究,应用干涉仪可获得比衍射光栅约高一个数量级的分辨率。且干涉仪比色散的仪器结构简便、重量轻。习惯上人们常将用扫描迈克耳孙干涉仪对光谱进行分光测量的仪器叫做傅里叶变换光谱仪,而将利用法布里-珀罗干涉仪的光谱仪叫法布里-珀罗光谱仪。

(一) 法布里-珀罗光谱仪

法布里-珀罗光谱仪的基本结构如图 5.15 所示。从光源来的

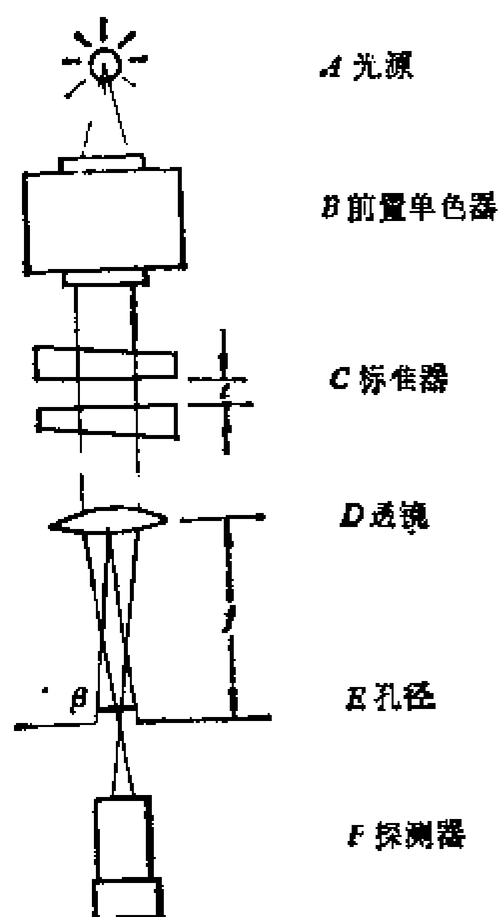


图 5.15 法布里 珀罗光谱仪简图.

光首先通过一具前置单色器，单色器的作用是严格控制入射到法布里-珀罗标准器 C 上的光谱范围. 成像透镜 D 将环状的干涉图样聚焦到出射孔径的平面 E 上. 标准器是由两块涂有高反射率物质的平面平行板构成. 若平行板间距离为 t，两板间充以折射率为 μ 的介质，显然在焦平面上圆环极大亮度的条件为

$$2t\mu\cos\varphi = m\lambda. \tag{5.34}$$

(5.34) 式中 φ 为光束的入射角，m 为整数，透过干涉仪的光用爱里(Airy) 函数 A 给出:

$$A = [1 + 4r(1 - r)^{-2}\sin^2(2\pi\mu t\lambda^{-1}\cos\varphi)]^{-1}, \tag{5.35}$$

式中 r 为反射系数. 标准器的光强分布为

$$I(\varphi) = I_0 A, \tag{5.36}$$

I_0 为入射光束的强度.

由式 (5.34) 可导得表征法布里-珀罗光谱仪特性的其它表达式:

$$\text{角色散度}\ \frac{d\varphi}{d\lambda}=-\frac{1}{\lambda \operatorname{tg}\varphi},\tag{5.37}$$

$$\text{理论分辨本领}\ R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda_m}=\frac{\pi r^{1/2}}{1-r}m=N_r m,\tag{5.38}$$

$N_r=\frac{\pi r^{1/2}}{1-r}$，$N_r$ 称为有效干涉光线数。

法布里-珀罗光谱仪理论分辨本领的表式 $R=N_r m$，形式上与光栅的表式类似。

由式(5.38)可看出，为了获得高分辨本领，要求 r 要大，但 r 增大又会减小干涉仪的光度。因此必须考虑光度-分辨率积要大。一般干涉仪的反射系数 r 为85—90%，从而要求反射板的吸收要小，即透光率要大。显然，对于给定的分辨率，高光度-分辨率积可大大地缩短观测时间。

若 $B(\lambda')$ 为光谱线强度分布，$A(\lambda-\lambda')$ 为单色器的仪器轮廓，$I(\lambda-\lambda')$ 为标准器的光强分布[由式(5.36)给出]，则观测到的干涉图谱为

$$D(\lambda)=\int_0^{\infty}B(\lambda')A(\lambda-\lambda')I(\lambda-\lambda')d\lambda'$$

$$=\int_{-\infty}^{+\infty}G(\lambda')A(\lambda-\lambda')I(\lambda-\lambda')d\lambda',\tag{5.39}$$

$$\text{其中}\quad G(\lambda')=\frac{1}{2}B(\lambda').\tag{5.40}$$

处理干涉图谱通常采用傅里叶分析[1]，根据卷积定理，式(5.39)表示为

$$D(\lambda)=G*A*I.\tag{5.41}$$

即观测数据是单色器的仪器轮廓和标准器的光强分布与真谱线轮廓的卷积，定义 $D(\lambda)$，$G(\lambda)$，$A(\lambda)$，$I(\lambda)$ 的傅里叶变换为 $d(\sigma)$，$g(\sigma)$，$a(\sigma)$，$i(\sigma)$。傅里叶频率 $\sigma=\frac{1}{\lambda}$ 是入射光的波数，于是式

1) 参阅 (1) R. J. Bell, Introductory Fourier Transform Spectroscopy, Academic New York(1972).

(2) 本章末参考书[2]第十二章。

(5.41) 变换为

$$d(\sigma)=g(\sigma)a(\sigma)t(\sigma). \tag{5.42}$$

由式(5.42)得

$$g(\sigma)=\frac{d(\sigma)}{a(\sigma)t(\sigma)}. \tag{5.43}$$

由 $g(\sigma)$ 通过傅里叶逆变换可求出 $G(\lambda')$，而 $B(\lambda')=2G(\lambda')$，谱线强度分布 $B(\lambda')$ 可求得.

(二) 傅里叶变换光谱仪

利用扫描迈克耳孙干涉仪对光谱进行分光测量的仪器，叫做傅里叶变换光谱仪(或简称傅里叶光谱仪)．其结构如图 5.16 所示.

从望远镜来的光，由准直镜成平行光投射到迈克耳孙干涉仪的光束分离器上，光束分离器形成两束光，水平光束的光程和相位的改变用改变两臂之间的程差 δ 来实现．可动镜对波数为 $\sigma=\frac{1}{\lambda}$ 的单色光引入一相位项 $e^{2\pi i\delta\sigma}$，照相透镜将干涉环图样聚焦于探测器前面，出射孔处的干涉光强随 δ 作正弦变化，当程差为 λ 和 $\frac{\lambda}{2}$ 的整数倍时，光强相应为极大和极小.

设 $B(\sigma)$ 为光源的光谱，$b(\delta)$ 为探测器记录到的信号，对单色光，这些函数如图 5.17 所示．又假设 $B(\sigma)$ 和 $b(\delta)$ 对称且为实数，则对混合光有

$$b(\delta)=\int_{-\infty}^{+\infty}B(\sigma)e^{2\pi i\delta\sigma}d\sigma=\int_{-\infty}^{+\infty}B(\sigma)\cos 2\pi\delta\sigma d\sigma, \tag{5.44}$$

$b(\delta)$ 叫干涉图谱，为探测器的输出，是程差的函数．光源的光谱则为干涉图谱的傅里叶变换，所以这种光谱仪叫傅里叶变换光谱仪．图 5.18 和图 5.19 为织女星的近红外光谱的干涉图谱和由此干涉图谱求出的织女星的近红外光谱.

傅里叶光谱仪的光谱分辨率由干涉仪最大的程差 δ_m 决定．程差越大，分辨率越高，程差为两米的干涉仪比宽度为0.3 米或 0.4

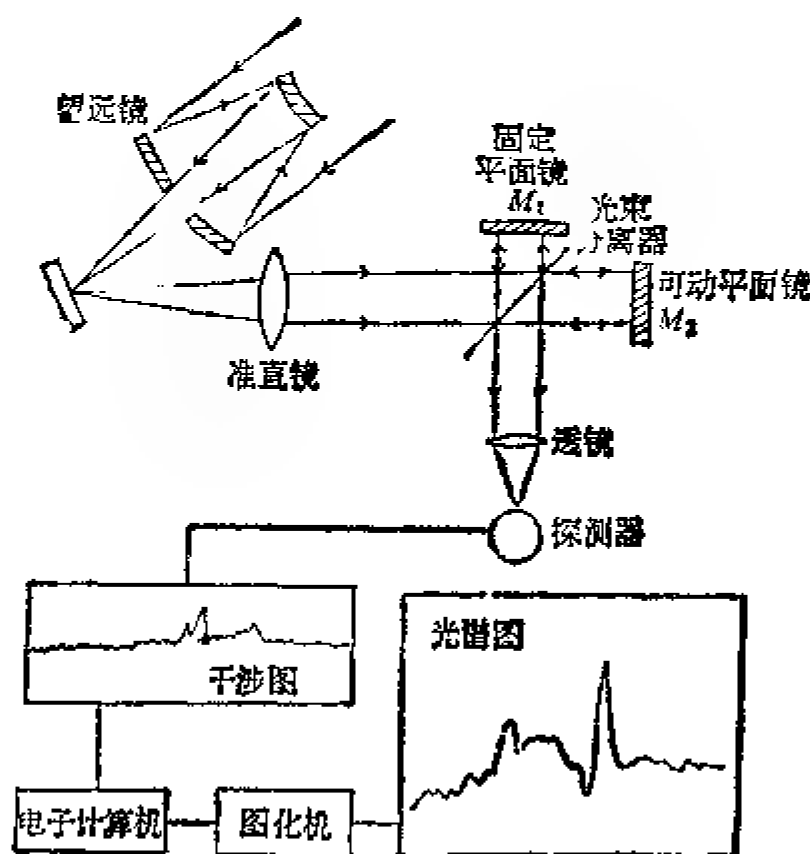


图 5.16 傅里叶变换光谱仪示意图.

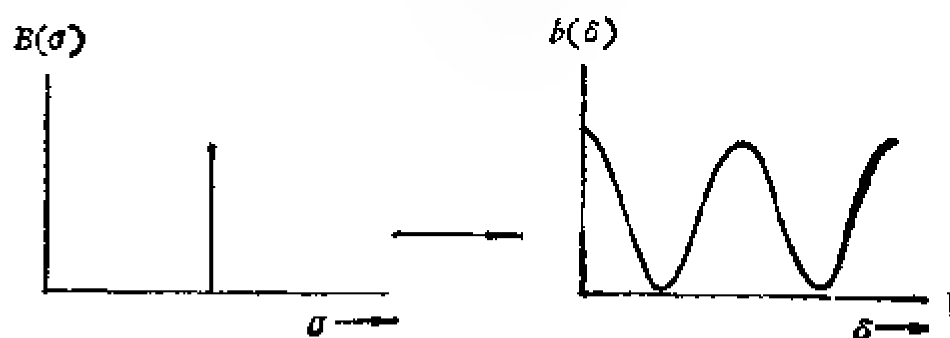


图 5.17

米的衍射光栅的分辨率约高一个数量级. 同时，因为干涉仪没有入射狭缝，所以能用相当大的角孔径接收入射光，与色散光谱仪相比增强了集光能力.

由第九章可知，红外辐射探测器的噪音主要决定于背景红外辐射，而可见光探测器的噪音主要取决于接收到的光子数的起伏，所以在红外区可借助于增加光子流量来提高其信噪比，而在可见区则增加光子流量同时也会使噪音增大. 对于干涉仪，由式(5.43)可知，得到的是各种波长光的叠加. 它较之于用狭缝的色

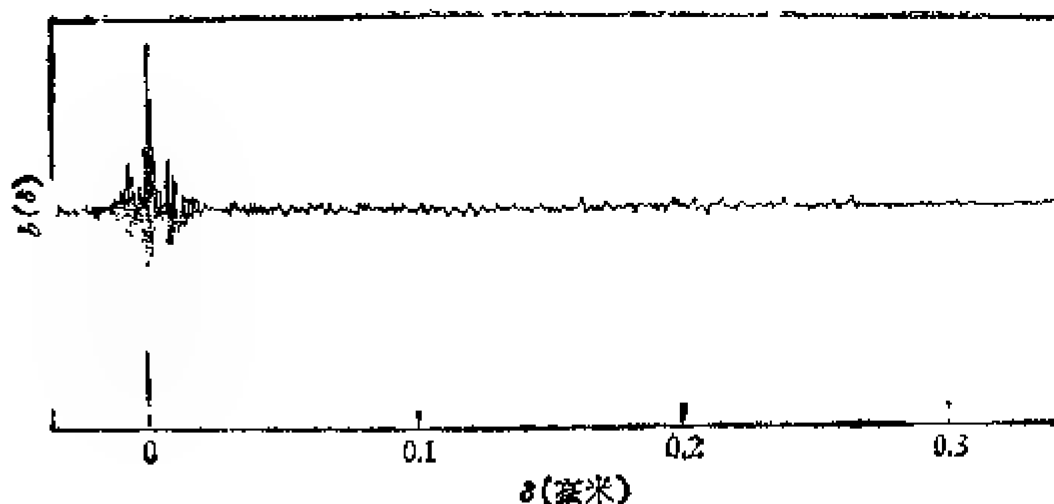


图 5.18　织女星近红外光谱的干涉图.

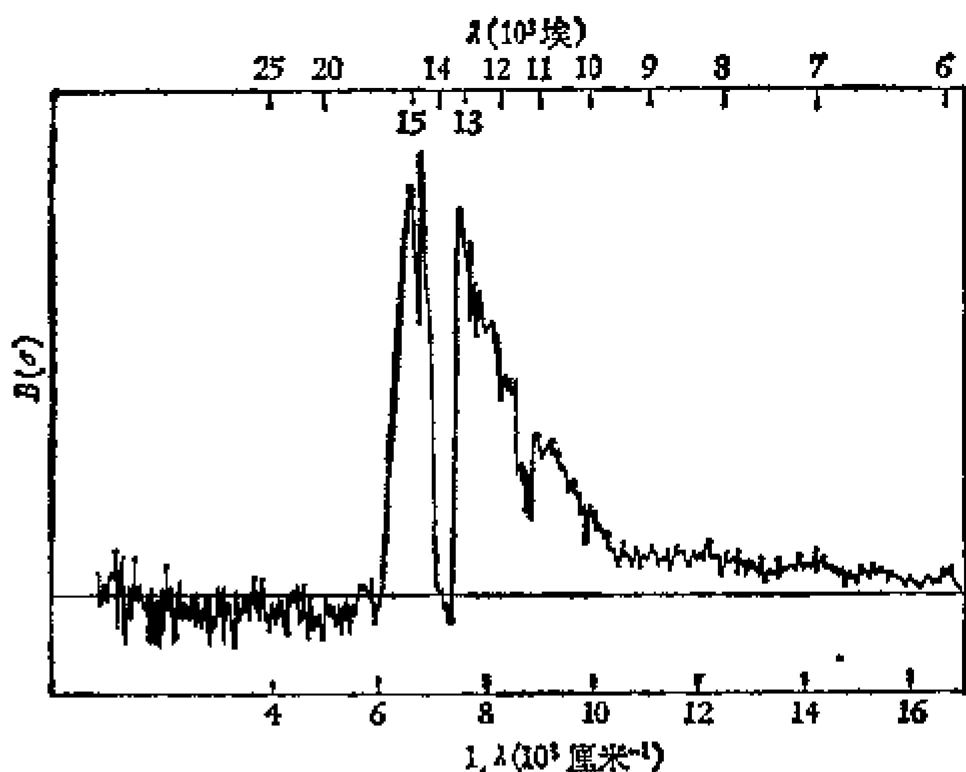


图 1.19　由上图得出的织女星近似红外光谱.

散仪的单色光测量，无疑增加了光子流量，从而获得很大的增益，提高了信噪比．所以傅里叶光谱仪在红外波段得到广泛的应用．它也可用在可见光谱区，测量太阳的谱线轮廓.

§5.2　恒星的连续谱及其测量

绝大部分天体的辐射，包含了由从紫区到红区的各种波长的

辐射成分(这里只考虑可见光范围). 各波长处的辐射组成了天体的光谱,如图 5.20 所示. 天体光谱中, 有一些波长处的辐射会突

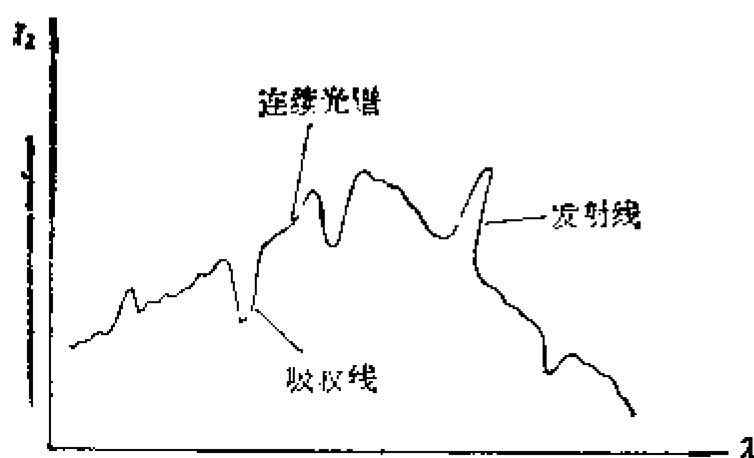


图 5.20 天体光谱的示意图.

然有较大的增强或减弱,这种在狭窄波段范围内,光谱能量的突变部分称为发射光谱线或吸收光谱线. 天文上所谓的连续光谱的确切定义,是指在天体光谱中,没有发射线和吸收线影响的部分. 图 5.20 上分别标出了发射谱线,吸收谱线和连续光谱.

连续光谱测量的目的是为了求得天体光谱能量分布曲线或色温度. 其测量范围达几千埃. 由实测的恒星连续光谱能量分布与理论的连续光谱能量分布比较可以求得天体的有效温度和表面重力. 所以,对天体连续光谱的研究,是揭示天体性质的重要手段之一.

一、光谱片的拍摄

一般来讲, 测量连续谱的工作对光谱仪的色散度和分辨率的要求要低些,故只需要一般色散度较小的光谱仪(例如光栅光谱仪或棱镜光谱仪)工作于望远镜的卡焦即可.

测量天体的连续光谱通常应用较差测量的方法, 即将待测天体与一个光谱能量分布已知的辐射源进行比较. 对恒星连续谱的测量可用照相方法亦可用光电方法, 本节以照相方法为例来介绍测量天体的连续谱.

为了处理简便起见，在光谱片上除拍摄待测天体的光谱外，通常在相同的天顶距，相同的仪器条件下，拍摄光谱能量分布已知的标准星的光谱．这样，大气消光和仪器分光响应的影响均可相消．当然也可拍摄实验室里光谱能量分布已知的标准光源如标准灯、黑体或同步辐射器等的光谱，但此时，必须要严格地改正大气消光和仪器系统差别的影响．

考虑到底片的非线性和选择性，还必须在拍摄待测天体光谱的同时，在同一张底片上拍摄校准光谱，当要测定天体谱线的波长时还需拍摄比较光谱，所以利用摄谱仪对天体进行分光研究时，除拍摄天体光谱外，尚需在同一照相底片上拍摄比较光谱和校准光谱．前者是在测定天体谱线波长时作比较标准，后者则是为了进行照相分光光度测量时作底片的特性曲线．

拍摄比较光谱时在狭缝前加一特殊光栏，其形状如图 5.21 所示，然后再设法在狭缝前放置一比较光源．比较光源可根据需要选用，通常对于中等和高色散的光谱，在紫外和蓝区选用铁弧光

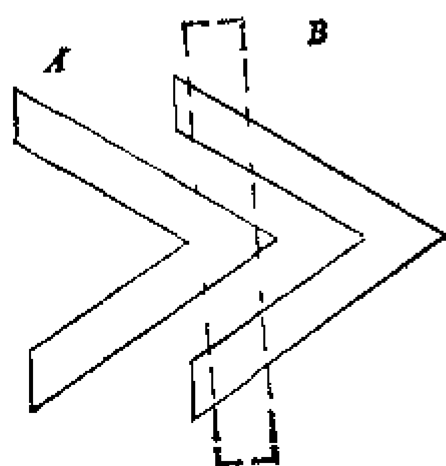


图 5.21 V 型光栏．

谱．在黄区、红区和红外波段通常用氖放电管．对于低色散光谱，用比较简单的光谱源，习惯上常用氢和汞放电管．一般拍摄过程中，先将光栏放在位置 A（见图 5.21）拍摄待测天体的光谱，然后再将光栏移至位置 B（见图 5.21）拍摄比较光谱．这样，就可在待测天体光谱两侧，获得两条对称的比较光谱，当然也可以先在位置

B 拍摄比较光谱，而后再在位置 A 拍摄待测天体光谱．但是，必须严格保证在整个拍摄过程中照相底片的位置不变，即比较光谱和待测光谱在沿色散方向上决不能有任何相对位移，否则将会给波长测定的结果带来很大的误差．

拍摄校准光谱问题的关键是如何按已知比例减弱光，而且要求这种减弱尽量近乎中性，即各种波长的光被减弱的比例不随波长而变化．减弱光的方法大致可以分为两类．

第一类每次曝光得一条校准光谱，例如改变准直物镜或棱镜的有效口径和改变狭缝宽度的方法；第二类，一次曝光就可在底片上同时获得数条强度不同的校准光谱．例如采用阶梯滤光板、光劈、阶梯狭缝等设备．

第一类方法的特点，是利用多次曝光在同一底片获得待测光谱和一系列强度比已知的校准光谱．当用改变有效口径减弱光的方法时，必须使光栏遮盖棱镜的上面一部分或下面一部分，矩形光栏的一边要与棱镜的折射棱平行．可以认为照相机焦平面上光谱的照度同光栏面积成正比，但实际上照度与玻璃的厚度亦有关系．因此这一方法不完全准确，最好能用光电方法实测不同光栏减弱光的数值．采用改变入射狭缝大小使光减弱的方法只对连续光谱光源才适宜，它要求狭缝宽度有准确的数值．利用这类方法的主要优点是没有选择性，即对各种不同波长的光减弱的比例完全一样．但它要求光源在整个拍摄过程中非常稳定．

第二类方法的特点是，一次曝光即可在底片上获得密度不同的数条校准光谱．因此它适用于亮度变化的光源．应用这类方法时，要求在一定范围内有均匀照射，这类方法中的阶梯滤光板，是目前最常用的，图 5.22 (a) 为阶梯滤光板的示意图．普通阶梯滤光板是在石英玻璃上喷涂铂的薄层，这些铂薄层的厚度各不相同，因而它们对应的透射系数各不相同．阶梯滤光板也可用选择性很小的玻璃照相底片来制作，对底片上各处进行不同时间曝光，即得到了密度不同(相当于透射系数不同)的各级阶梯．一般阶梯滤光板并不是严格中性的，因此滤光板各级的分光透射系数必须分别

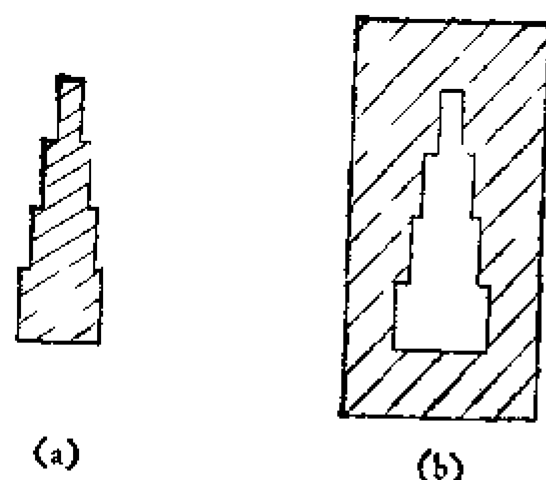


图 5.22 a. 阶梯滤光板示意图; b. 阶梯狭缝示意图.

测量. 涂铂的滤光板透射系数近乎中性,在 6000 埃附近只改变百分之几. 拍摄校准光谱时将阶梯滤光板置于狭缝前,各阶梯带应和狭缝垂直,用拍摄校准光谱的光源均匀照射狭缝. 当光源为连续光谱光源时才能采用阶梯狭缝(图 5.22(b)为阶梯狭缝示意图). 阶梯狭缝减光的原理与第一类方法中改变狭缝宽度的原理完全相同,但是利用阶梯狭缝一次即可获得数条校准光谱. 显然,利用阶梯狭缝的减光是严格中性的.

用来拍摄校准光谱的光源,可视实测工作的要求选用连续光谱光源或线光谱光源. 由于校准光谱要求其曝光时间大致相同或相差不大,以免引起史瓦西因子,因此对光源强度必须作适当选择. 在紫外区,普通光源能量很小,常选用氢光谱管做校准光谱的光源. 对天体进行分光研究的工作中,也可直接用恒星或太阳来拍摄校准光谱,这种方法常可给拍摄光谱底片的工作带来很大方便.

二、测微密度计(测微光度计)

对已拍摄的光谱片进行光度测量,从而求得光谱强度数值的主要仪器是测微密度计. 测微密度计是测量微小面积内光学密度(或透射率)的仪器,在照相分光光度测量中用来测量底片在光谱每一波长处密度的大小.

测微密度计种类很多,其结构形式多种多样,但按其原理可分

为两类.

（一）单光束的

关于单光束测微密度计的基本结构与原理在§4.5中已作介绍，此处不再重复.

图5.23为国产9W型测微密度计的光学系统图. 灯泡1把整个光学系统分为两部分，右边是光度测量光学系统，左边是读数光学系统. 在聚光镜2后面装有由绿色滤光板制成的附加狭缝3.

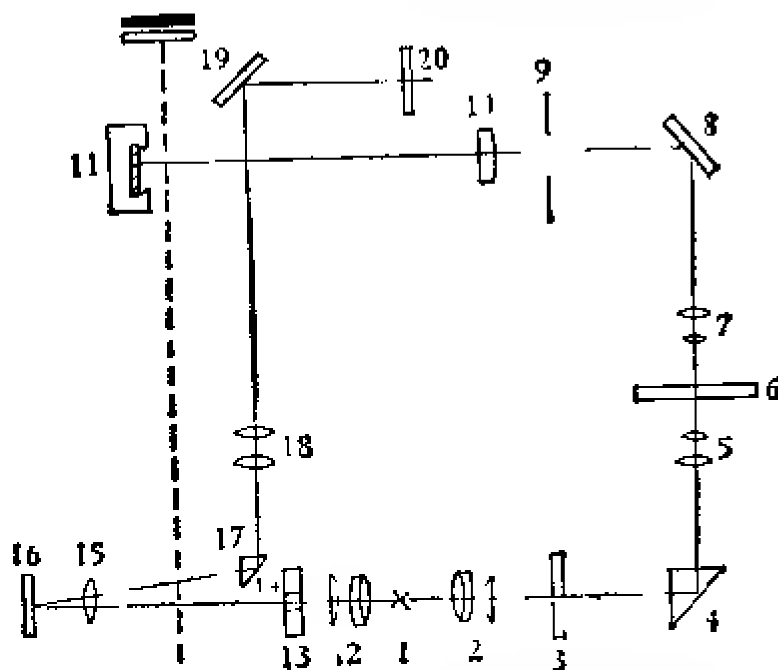


图5.23 9W型显微密度计光学系统图.

光线被棱镜4偏折90°，物镜5把光谱会聚于光谱片6上，底片的乳胶面朝上. 物镜7和棱镜8则将待测部分的像及附加狭缝3的像映在屏9上，在棱镜8后面常常附加一组透镜，用来调节屏9上像的大小. 在屏9的狭缝后装有光电池11. 为使光电池11的大部分受到照射，在9和11之间加上透镜10.

读数光学系统的光路如下：由灯泡1发出来的光线通过复式聚光镜12，它将灯丝像聚焦在物镜15上，并照亮玻璃片13上的标尺14. 标尺14位于物镜15的焦平面上. 因此，由标尺透过的光束通过物镜15后，以平行光束照射在电流计的反射镜16上. 反射镜有微小倾斜，使得射来的光束又反射通过物镜15，经棱镜

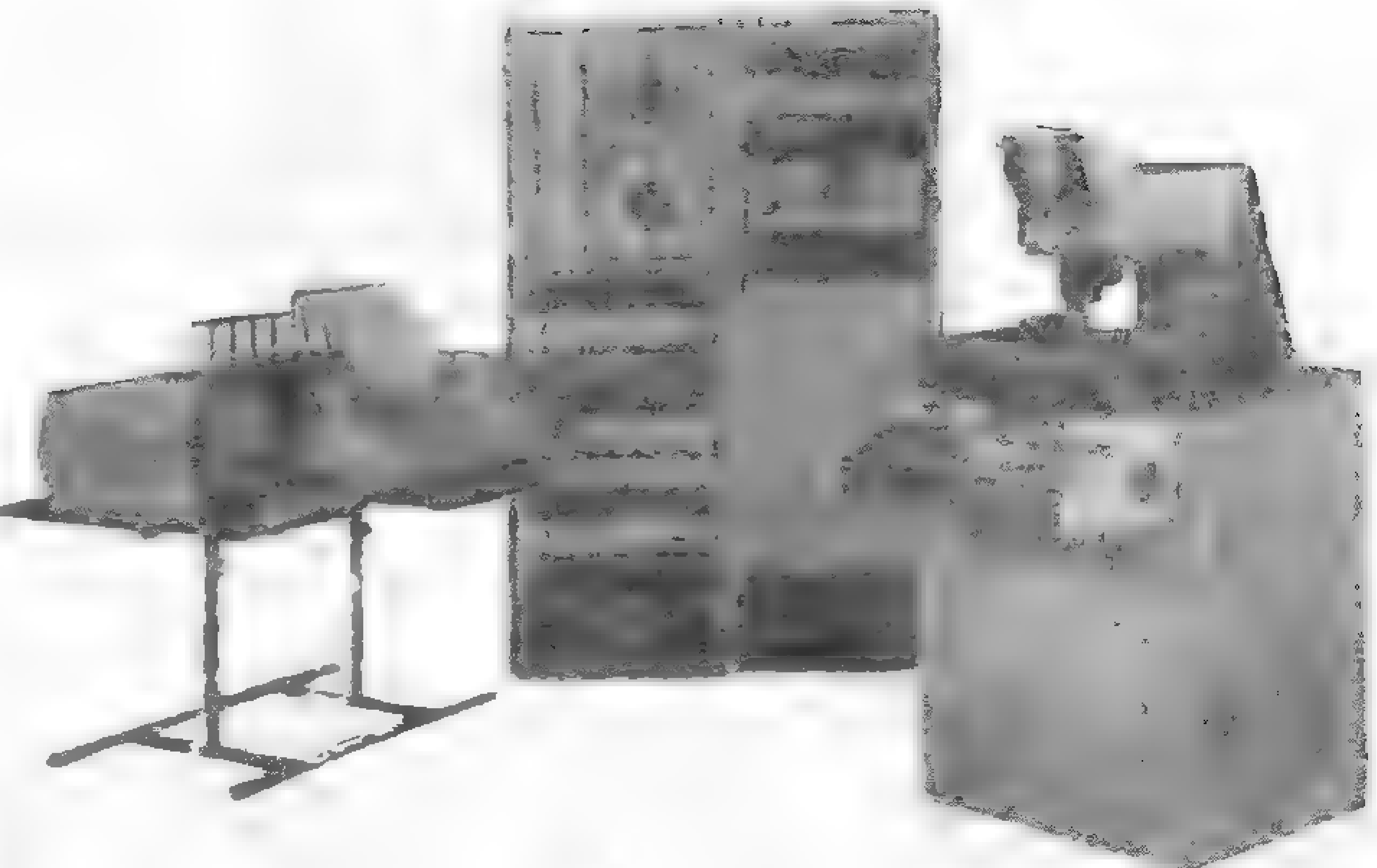


图 5.2 PEMS 外观图

17 扩射后，呈现出某一段标尺的像。再由物镜 18 将标尺像放大，并经反射镜 19 的反射，将该像呈现在毛玻璃屏 20 上。

当光电池 11 接受强弱不同的光束后，产生强弱不同的光电流，引起电流计的不同偏转，使电流计上的反射镜 16 把标尺 14 的不同部分反射到毛玻璃 20 上。从而使测量者能在毛玻璃上读出对应于通过底片 6 以后光束强度的数值。这种测微密度计的特点在于把电流计的偏转化为毛玻璃 20 上的标尺读数。

在利用测微密度计对待测光谱进行读数测量的同时，还应对同一张底片上所拍摄的校准光谱的密度进行测量。由此作出底片的特性曲线，从而最后得到待测光谱的强度值。

目前全自动底片处理机 PDS（见图 5.24）已得到广泛应用，其原理与单光束测微密度计类同，不过 PDS 附有电子计算机数据处理系统，它能自动、迅速、准确地测量各类天体的光谱密度（或透射系数）、位置、形状、大小、星等等，大大提高了工作效率。

（二）双光束的

单光束测微密度计要求光源的辐射十分稳定。若光源的辐射随时间变化的话，就会给测量带来误差，而双光束装置不要求光源辐射稳定，测量精度亦较高。现以 3CS 型测微密度计为例来介绍。光源 A 给出两束光，一束光通过底片上的待测区，称为测量光束，其光路为 B，C，D；第二束光通过光学衰减器（如光劈），称为参考光束，其光路为 F，G。这两束光经一同步马达 P 可交替地到达同一光电探测器 E。测量时，如果这两束光具有不同的强度，光电探测器就产生一个信号，该信号经过放大器 M 放大后，引起伺服马达 N 移动光学衰减器，直到使强度差为零，亦即使参考光束的光强等于通过底片被测区的测量光束的光强。用这种方法，可连续地得到零平衡系统。由于被测底片和记录台是同一伺服系统 O 控制，故补偿器上的位置随测量底片的密度呈正比地变化。因此，在平衡时，光学衰减器的位置，便给出了底片上待测部分的密度值。

图 5.25 中 J 为样品平面，被测底片安放在样品平面上，K是光劈，记录用的笔与光劈的位置相连，它由参考光束 F，G 里的人工操作光劈 P 控制。中性滤光器 Q 用来控制测量光束 B，C，D 里的强度，使所有的测量均在光电探测器的测量范围内进行。T 为红玻璃照射狭缝 (red glass jaws)，借助于红玻璃照射狭缝可得到较宽广的视场，且减小散射光。蓝滤光器 S 可除去从 T 来的红光，且使散射光达到极小。R 为窗孔亦即测量狭缝，其宽度和高度均可连续地调节。

3CS 型测微密度计得到的是光谱描记图，后面可附加电子计算机数据处理系统，能自动、迅速、准确地测得光谱的密度。

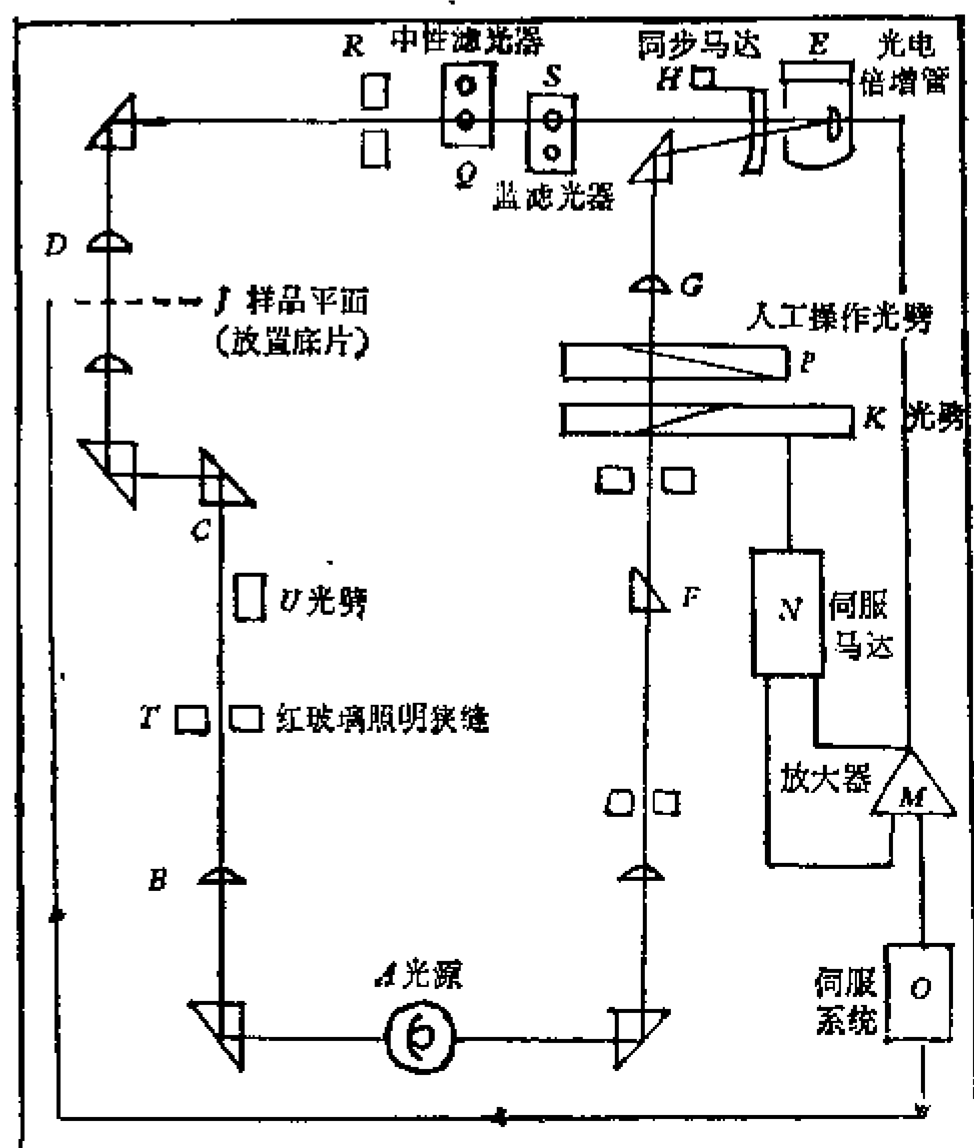


图 5.25　3CS 型测微密度计光学系统和辅助光学系统简图.

三、特性曲线的制作

由测微密度计测得的密度值，由于照相底片的非线性，必须利用底片的特性曲线，才能换算到强度值。

一般来讲，必须在拍摄待测光谱的同一张底片上，拍摄一系列校准记号或校准光谱，以便制作特性曲线。在测量待测光谱的同时，也测量这些校准记号或校准光谱的密度值，这样就可得到这张底片的特性曲线。

由于照相底片具有选择性，对不同波长的辐射，即使在其它条件(例如曝光条件、显影条件等)相同的情况下，也具有不同形状的特性曲线。因此严格地讲，将光谱上各波长处测得的密度换算成强度时，必须利用对应于该波长的特性曲线。这样的要求实际上给测量和归算造成很大的麻烦。事实上，特性曲线随波长变化并不那么厉害。在比较狭窄的波长范围内，完全可以应用同一条特性曲线，而不会影响结果的精度。在实验室比较精密的工作中，一般在100—200埃范围内完全可应用同一条特性曲线。对线光谱测量而言，一般天体最强的谱线也不过延伸几十埃范围，绝大部分谱线的范围不超过10埃。因此在研究某一谱线时，完全可以在这个狭窄的波段范围内只用一条特性曲线。而在连续光谱测量中，由于测量范围达几千埃，故必须对整个测量的光谱范围，分成几个波段作特性曲线。鉴于照相方法本身的误差，每条特性曲线适用的范围实际上可有几百埃，具体视照相底片的质量以及所要求的精确度等来决定。这样，在归算中所用的特性曲线将不止一条，不同的波段应用不同的特性曲线。通常，不同波段特性曲线的强度具有不同的相对单位。对于某些测量，例如求恒星的色温度，由于应用较差测量，可直接应用不同波段的特性曲线，不必考虑将不同波段特性曲线的相对单位统一起来。而一般对于求某一恒星的连续光谱能量分布，则必须考虑把各波段不同特性曲线的相对单位统一起来。这可在测量时，测出各段相对单位的比例因子，然后将其统一；亦可在光谱片上拍摄一条光谱强度分布为已知的光源

的光谱，用来将各波段的特性曲线统一为相同的单位。

由于拍摄校准光谱的方法不同，相应地制作特性曲线的方法也不同，但基本原理是一样的。下面以对阶梯滤光板拍摄的校准光谱制作特性曲线的过程为例，阐述制作特性曲线的基本方法。这种方法也是目前最常用的一种方法。

设阶梯滤光板的级数为 9 级。在底片上拍摄到的为强度比已知的 9 条校准光谱。它们的强度比例实际上就是阶梯滤光板各级的透射系数的比例。一般情况下，照射在阶梯滤光板上的辐射是均匀的。设在被测波段，阶梯滤光板各级的透射系数分别为 k_1, $k_2 \cdots\cdots k_9$，又照射在滤光板上的光强为 I_0，分光仪器的透射系数为 τ，则底片上各级校准光谱的强度值 $I_i(i=1,2\cdots\cdots 9)$ 为

$$I_i \sim k_i \tau I_0. \tag{5.45}$$

由于 $I_0\tau$ 对各级校准光谱均一样，因此

$$I_i \sim k_i. \tag{5.46}$$

式 (5.46) 表明滤光板各级的透射系数 k_i，实质上相当于用某个相对单位表示的各级校准光谱强度的相对值。因此，当用测微密度计测得对应于待测谱线的波段范围内各级校准光谱的密度值 D_i 后，再由各级的透射系数 k_i，求作 D_i 和 $\lg k_i$ 的曲线，即得特性曲线。

由于阶梯滤光板的阶数比较少，一般为 9 阶。若只测量一个波长处的密度，只能得到 9 个点，由过于少的点来画曲线，既影响所作曲线的精度，而且所作的特性曲线也不完整，不能满足实用上的要求。因此，对校准光谱进行测量时，一般都在待测谱线近旁的波段范围内，亦即一条特性曲线的波段范围内，选择几个强度不同的波长处进行测量。例如对于用太阳或恒星作光源拍摄的校准光谱，可在 200 埃范围内，选取连续光谱、弱吸收线，中等强度吸收线以及强吸收线等几个波长处，分别进行测量。它们实质上代表了校准光谱上强度不同的区域：连续光谱处辐射最强，弱吸收线和中等吸收线次之，强吸收线处辐射最弱。由此可得几组测量值。对于每一组测量值，由式 (5.45) 可知，它们的差别仅为 I_0 不同，亦

即相当于采用了不同的相对单位．利用同样的 $\lg I_0$ 值，分别对它们作曲线，可得几条分段特性曲线，它们实际上是一条特性曲线的不同部分［如图 5.26 (a) 所示］．各段之间的横坐标有一个系统差，这就是由于 I_0 的不同造成的．选择位于中间的一条特性曲线（一般它包含着特性曲线的线性部分），测量出与其它几条曲线之间横向的平均距离，对其它各条曲线上的全部点予作修正，使它们的横坐标加上或减去对应于本条曲线的横向平均距离，重新点在坐标图上．这样就将所有的点全部沿横向平移到基本曲线的位置．最后再根据全部点（基本曲线上的点与平移至基本曲线的点），制作一条比较完整和准确的特性曲线［如图 5.26(b) 所示］．

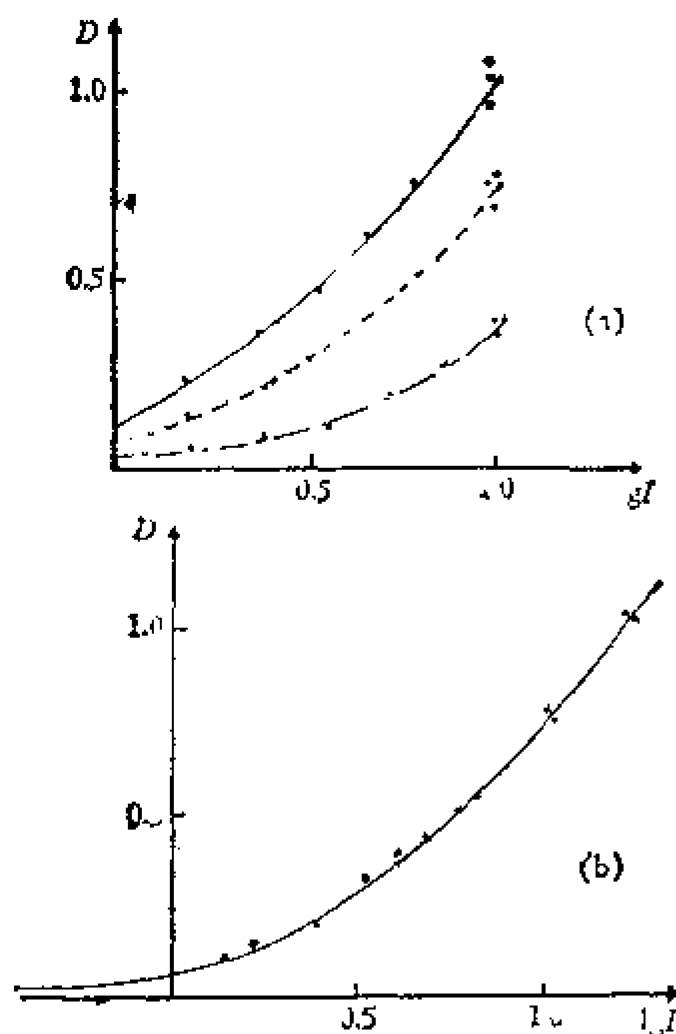


图 5.26　特性曲线的制作．

显然，由上述方法制作的特性曲线，横坐标采用的是相对单位，因此，利用这样的特性曲线，只能求得用相对单位表示的强度

值。对于一些要求知道强度绝对值的工作，则还必须对特性曲线进行绝对定标。其方法是，已知校准光谱的强度绝对值，或在底片上拍摄一个绝对强度已知的校准记号，例如，对于太阳光谱，可拍摄绝对强度分布已知的太阳圆面中心的连续光谱能量分布，对恒星光谱可拍摄绝对强度分布已知的织女星光谱等，测量其密度，再将相对单位绝对化。

必须指出，在测量光谱时，通常沿色散方向表示待测谱线位置的不是波长 λ，而是光谱上的相对几何位置 l（长度或距离）。因此，必须将它们换算成用波长 λ 来度量，即需要作光谱的色散曲线即波长 λ 与沿色散方向的相对位置 l 之间的关系曲线。具体步骤是：证认光谱上一些波长已知的谱线，选取其中强而锐的谱线（要求它们大致均匀地分布在整个连续光谱范围内），测量它们在光谱上的相对位置 l，然后以 l 为横坐标，λ 为纵坐标制作 λ-l 曲线，即得到了色散曲线。利用色散曲线，可定出光谱上任何位置所对应的波长。

四、测定连续光谱能量分布的方法

如前所述，测量天体连续光谱往往应用较差测量的方法。对于绝对测量，要求比较辐射源的绝对光谱能量分布为已知，而相对测量则只需知道相对分布。下面首先对较差测量的基本原理进行一些讨论。

图 5.27 为拍摄天体光谱的部分光路示意图。天体辐射经物镜 O 成像在狭缝 S 上。通过狭缝进入摄谱仪的辐射由准直管物镜 O' 成平行光投向色散系统。一般情况下为充分利用望远镜的光力，总取准直管物镜 O' 的光力与望远镜物镜 O 的光力相同，此时天体的辐射满照准直物镜 O' 摄谱仪照相底片上所接受到的在波长 λ 处 $\Delta\lambda$ 波长范围内的辐射流为

$$F_{\Delta\lambda}^{\lambda}=\tau_\lambda I_\lambda d\omega\ \frac{d\lambda}{dl}\ h_s\Delta l, \tag{5.47}$$

式中 τ_λ 为望远镜系统及分光仪器总的分光透射系数（对于反射镜

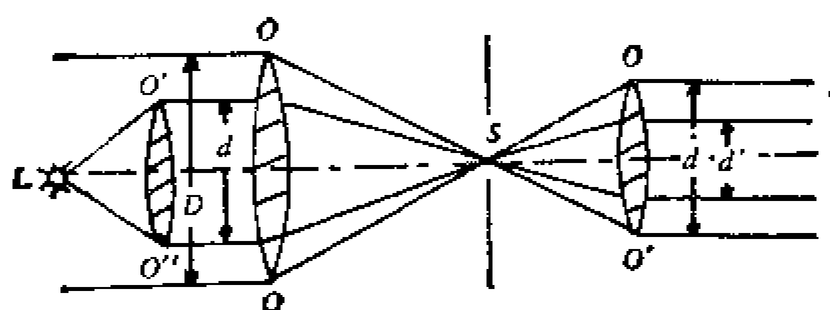


图 5.27

系统则为反射系数)，I_λ 为天体均匀照射在狭缝处的单色辐射强度，h，s 分别为摄谱仪狭缝的高和宽，$d\omega$ 为透镜 d_1 对狭缝所张的立体角，$\frac{d\lambda}{dl}$ 为色散系统的线色散度，Δl 为照相底片上 $\Delta\lambda$ 波长范围所对应的线距离。

若拍摄待测天体和比较辐射源光谱的条件完全相同，即用相同的望远镜和摄谱仪，而且它们的工作条件也相同，则有

$$\frac{(F^{\lambda}_{\Delta\lambda})_1}{(F^{\lambda}_{\Delta\lambda})_2}=\frac{\tau_\lambda I_{\lambda_1}d\omega\,\frac{d\lambda}{dl}\,hs\Delta l}{\tau_\lambda I_{\lambda_2}d\omega\,\frac{d\lambda}{dl}\,hs\Delta l}=\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}}.\tag{5.48}$$

式(5.48)表示天体与比较辐射源的单色辐射强度之比，直接等于照相底片上所接受到的它们的辐射流大小之比。式(5.48)是较差测量原理的一个基本公式。显然，它只有在拍摄两者光谱的条件严格相同的情况下才成立。

在较差测量的情况下，对于拍摄的待测天体连续光谱和标准星的连续光谱，用测微密度计测出其密度。在测量连续光谱时，测量的波长间隔可取得较大，但必须注意尽量避开光谱中吸收线和发射线的影响，不要错误地把线光谱部分当作连续光谱来处理，以致歪曲了连续光谱。这样的情况在天体光谱中常会出现。例如对于晚型星，连续光谱背景上密集的吸收线严重歪曲了真实的连续辐射。测量时应该特别注意它可能对结果带来的影响。

如果用测微密度计测量强度时，已经注意避开光谱上线光谱

的影响，则由上述方法得到的结果即为以标准星的能量分布为单位的天体连续光谱能量随波长的分布情况。若标准星的光谱能量绝对分布已知，则可求得待测天体连续光谱能量分布的绝对值。

如果在拍摄过程中，条件无法保持完全相同，则必须对结果作相应的改正。对由于拍摄条件变化而应作的改正，大致可分两类：一类改正与波长有关，另一类则与波长无关，只是由几何条件的变化所引起。很明显，对于相对测量，可不作第二类改正。因为几何条件的变化仅相当于采用了不同的相对单位。而对于绝对测量，则要求严格地进行两类改正。

下面对影响连续光谱测量结果的各种因素及其改正方法，分别进行讨论。

（一）大气消光改正

根据式(1.10)地球大气内外的单色星等满足如下关系式：

$$m_\lambda(z) = m_{0\lambda} + M(z)[-2.5\lg P_\lambda(0)]. \tag{5.49}$$

由式(5.49)，(1.10)可知，对测量结果进行大气消光改正，必须知道 $P_\lambda(0)$ 和 $M(z)$ 的值。$M(z)$ 值已由其它方法得出，并列成大气质量表。查表即可得对应于任何天顶矩 z 的大气质量 $M(z)$。地球大气的状况随地区和时间而变化。因此需要在拍摄天体光谱的同时，对 P_λ 进行测量和研究。最简单的方法是利用所谓布格尔直线法。在拍摄待测天体光谱的同时，拍摄某个天体不同天顶矩时的光谱，测量各条光谱的强度（这些光谱分别对应于不同天顶矩），并用单色星等 $m_\lambda(z)$ 表示。查大气质量表，得到对应于不同天顶矩的 $M(z)$ 值，以 $M(z)$ 为横坐标，$m_\lambda(z)$ 为纵坐标作图。由公式(5.49)可知，$M(z)$ 与 $m_\lambda(z)$ 呈线性关系，其斜率即 $[-2.5\lg P_\lambda(0)]$。求得 $P_\lambda(0)$ 后，就可对测量结果用式(5.49)或(1.10)进行大气消光改正。

实际上，在拍摄光谱过程中，大气情况在不断变化（即 $P_\lambda(0)$ 不是一个定值）。例如，观测时天空出现薄云显然会改变 $P_\lambda(0)$ 的值。布格尔直线法的一个必要前提，就是在观测过程中 $P_\lambda(0)$ 不变

化. 如果 $P_\lambda(0)$ 有变化，布格尔直线法不再适用，则必须用另一种方法，此时，对分布在全天的一系列光谱型相同的恒星，在较宽的波长范围内测定其大气外的单色星等差 $\Delta m_{0\lambda}$. 若在任何给定时刻，测得这些恒星中任意两颗星的大气中的单色星等 $m_{1\lambda}(z_1)$, $m_{2\lambda}(z_2)$. 由公式 (5.49) 得

$$\Delta m_\lambda = \Delta m_{0\lambda} + [M(z_1) - M(z_2)][-2.5\lg P_\lambda(0)]. \quad (5.50)$$

上式中，Δm_λ 由观测得到，$\Delta m_{0\lambda}$ 可事先精确测定，$M(z_1)$ 和 $M(z_2)$ 由查表可得. 利用式 (5.50) 可定出 $P_\lambda(0)$ 的值. 显然这种方法不受大气情况变化的影响. 实际工作中，进行大气消光改正相当麻烦，远比上述讨论复杂得多，需要根据实际的观测条件来确定大气消光改正的方法. 通常情况，总是采用等高观测(即在相同的天顶矩观测天体与标准星)来消除大气消光的影响.

(二) 辅助光学元件的选择性吸收(或反射)的改正

若在实验室中拍摄比较辐射源的光谱，一般情况下几乎总要在原来的光学系统中附加一些辅助性的光学元件，这就使待测天体和比较辐射源的拍摄条件有所不同. 这些附加的光学元件 (透镜或反射镜) 每一个都有其特定的分光特性，即对不同波长的辐射，透射系数(或反射系数)不同. 因此必须对结果作相应的改正. 改正的方法主要在于求得这些光学元件的分光透射系数(或反射系数)，这工作一般在实验室进行.

(三) 微弱谱线对连续光谱的影响

甚至在大色散的太阳光谱中，证认一些极其微弱的吸收线也相当困难，因此在用测微密度计测量连续光谱密度时，不可避免地会混进线光谱的影响，从而歪曲了连续光谱的真实情况. 所以在测量时，必须尽量注意这种影响. 但是，在一些比较晚型的恒星中，几乎找不到不被线光谱影响的连续光谱. 有时在色散度和光谱纯度比较差的情况下(例如用物端棱镜拍摄的光谱)，光谱上有些似乎是"纯点"的位置上，实际上仍然存在着许多弱线，只是无法

分辨而已．为了减少它的影响并能作相应的改正，有必要用大色散的分光仪器拍摄各类光谱型天体的光谱，对它们进行研究，以了解微弱谱线在光谱上的分布情况．

（四）狭缝宽度的改正

在用有缝摄谱仪拍摄光谱的过程中，有时为了便于控制曝光时间，减少史瓦西因子的影响，对拍摄待测天体和比较辐射源的光谱采用了不同宽度的狭缝．由图5.27可知，天体辐射经物镜D成象在狭缝S上，并通过狭缝进入摄谱仪．显然，摄谱仪照相底片上所接受到的在波长λ处、$\Delta\lambda$波长范围内的辐射流由式(5.47)给出．

当其它条件均相同，仅狭缝宽度s不同时，得到

$$\frac{(I_\lambda)_{待}}{(I_\lambda)_{比}}=\frac{(F^\lambda_{\Delta\lambda})_{待}}{(F^\lambda_{\Delta\lambda})_{比}}\times\frac{s_{比}}{s_{待}}. \tag{5.51}$$

式(5.51)给出了改正公式．显然，式(5.51)的得到是假设待测天体和比较辐射源在狭缝上的照度是均匀的，否则式(5.51)不成立．当然，若狭缝的宽度超过了像的大小时，所谓改变狭缝大小也就没有意义了．

必须特别指出，拍摄过程中，应使待测天体和比较辐射源准确而稳定地成像在狭缝上．一般恒星为一点像，拍摄时稍不注意就会使它偏离狭缝．而任何微小的偏离，都将使光谱照度大大改变，在绝对测量中尤其需要注意这一点，否则有可能给结果带来很大的误差．

（五）对其它几何条件变化应作的改正

在拍摄光谱时，常常由于条件的限制，不得不部分地改变拍摄待测天体和比较辐射源光谱的拍摄条件．在归算时必须对这些条件的变化作相应的改正．下面举一种简单情况为例，来说明改正的基本方法．

参阅图5.27，若待测天体的辐射满照准直物镜O'，而比较辐

射源 L 借辅助准直镜 O'' 成平行光束落在同一物镜 O 上，一般 O'' 的口径小于 O，这样它的光束进入狭缝落在 O' 上时就比待测天体的光束狭窄，而不能满照准直物镜 O'. 在摄谱仪照相底片上的光度与准直物镜 O' 所成的平行光束的截面成正比. 因此相当于待测天体的光谱照度与比较辐射源的光谱照度之比为 D^2/d^2，或者更确切些，用准直管中光束截面来表示，则待测天体的光谱照度与比较辐射源的光谱之比为 d^2/d'^2(D，d 和 d_1，d' 的意义见图 5.27)，因此对结果必须作如下改正：

$$\frac{(I_\lambda)_{待}}{(I_\lambda)_{比}}=\frac{(F^\lambda_{\Delta\lambda})_{待}}{(F^\lambda_{\Delta\lambda})_{比}}\cdot\frac{d^2}{D^2}=\frac{(F^\lambda_{\Delta\lambda})_{待}}{(F^\lambda_{\Delta\lambda})_{比}}\frac{d'^2}{d_1^2} \tag{5.52}$$

当然，如果在拍摄时能保持两光束截面大小一样，就不需要进行改正. 此外，如果拍摄条件真如图 5.27 所示那样，则除了作上述改正外，由于在拍摄比较光源时增加了一个辅助准直镜，还应该进行光学元件的选择吸收改正.

(六) 星际红化的改正

对于距离大于 100 秒差距的恒星，还必须考虑星际红化的改正.

除上面讨论的几种情况外，有时还必须作其它的改正. 例如，若拍摄待测天体和比较辐射源时曝光时间不同，就应作曝光时间的改正，其方法大致与(四)、(五)的方法相同，又如仪器内部的散射光也会直接影响测量结果，它带来的误差大约达 1—3%，必须测量它的实际大小而进行改正.

以上讨论的对测量结果的种种影响，基本上可由测量或用公式计算出它们的大小，从而对结果作适当的改正. 但对在拍摄光谱及测量光谱时出现的偶然误差(弥散误差)却无法消除，只能估计它们的大小，在整个过程中，尽量减少可能导致或增大偶然误差的各种因素. 当然用多次测量求平均值的方法可提高测量精度.

五、绝对定标

测量恒星连续光谱的能量分布，并进行绝对定标，是一件非常重要和复杂的工作。它对于了解恒星大气的结构有很重要的意义。在天体物理的绝对测量中，还必须对某些标准星进行绝对定标，以作为测光的标准。恒星的连续辐射特别是太阳的连续辐射与国防及国民经济有着密切的关系，太阳连续光谱能量分布的绝对定标，对于太阳辐射的测量、照明技术、生物物理等都很有意义。

目前，对恒星连续光谱能量分布的绝对定标的测量分两步进行。首先测量连续光谱上各点相对于 λ5556 埃的能流比，从而定出连续谱的形状，然后测量 λ5556 埃处的真实光子数。作为一级测光标准的织女星，其连续光谱能量分布的测量，不少天文学家做过，所得结果有程度不同的差异。图 5.28 附表十二给出了黑耶斯(Hayes) 和拉瑟姆 (Lathan) (1975 年) 所得结果。黑耶斯和拉瑟姆对织女星的测量求得 $V=0.00$ 的恒星 λ5556 埃的绝对流量为 3.56×10^{-9} 尔格/(秒·厘米^2·埃)，根据较多天文工作者的观测结

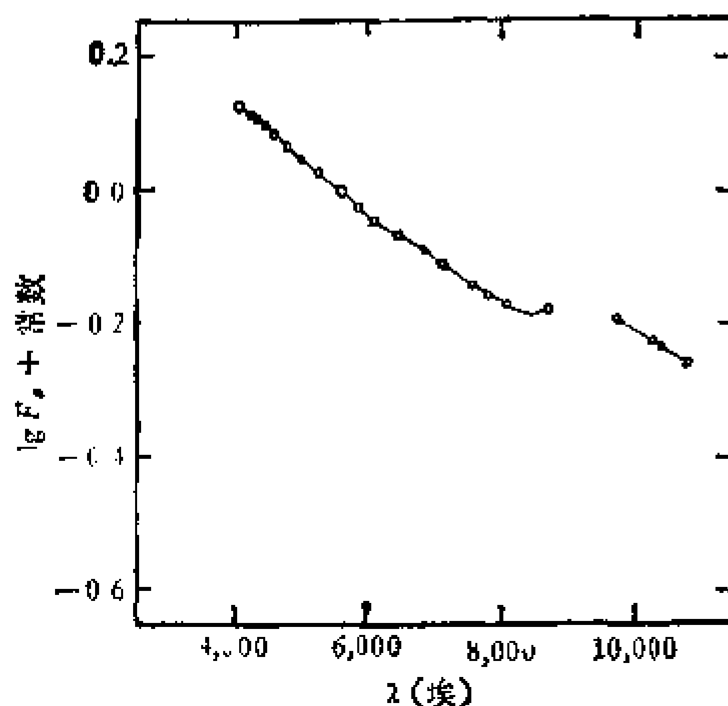


图 5.28　织女星能量分布形状的绝对定标

果，认为 3.50×10^{-9} 尔格/(秒·厘米^2·埃)可能是可取的最佳值，误差估计为 $\pm2\%$。

其它的光谱能量分布定标星可以参考有关文献[1]。

六、恒星分光光度温度(即色温度)

对恒星连续光谱能量分布测量的结果，通常用分光光度温度(或色温度)来表示.在实测天体物理工作中，常常用较差方法测量恒星的分光光度温度. 设某待测恒星在某一波段范围内的分光光度温度为 T_{CA}，另一比较辐射源的分光光度温度为 T_{CB}，则在该波段中它们的连续辐射强度之比为

$$\frac{I_A(\lambda,T_{CA})}{I_B(\lambda,T_{CB})}=\frac{\dfrac{C_A}{\lambda^5}\Big/\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_{CA}}}-1\right)}{\dfrac{C_B}{\lambda^5}\Big/\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_{CB}}}-1\right)},\tag{5.53}$$

式中 T_{CA} 为待定的待测恒星的分光光度温度，T_{CB} 为已知的比较辐射源的分光光度温度，$c_2=1.433\times10^8$ 埃·度，c_A，c_B 为不同于黑体辐射定律常数 c_1 的常数。

对式(5.53)取对数并微商得

$$\frac{d\ln\dfrac{I_A(\lambda,T_{CA})}{I_B(\lambda,T_{CB})}}{d\left(\dfrac{1}{\lambda}\right)}=\frac{c_2}{T_{CB}}\left(1-e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{CB}}}\right)^{-1}$$

$$-\frac{c_2}{T_{CA}}\left(1-e^{-\frac{c_2}{\lambda T_{CA}}}\right)^{-1}.\tag{5.54}$$

定义 $\frac{c_2}{T}\left(1-e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1}$ 为绝对梯度，并用 g 表示，即

$$g=\frac{c_2}{T}\left(1-e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1},\tag{5.55}$$

---

1) 例如参阅(1) D. S. Hayes, *Ap J.*, Vol. 159, 165－176(1970).
(2) Oke's secondary standard stars, *Ap. J.* Vol. 140, 689 (1964).
(3) Oke's secondary standard stars, *Ap. J.*, Vol. 131, 358 (1960).
(4) 本章末参考书[1]p. 314.

则式(5.54)为

$$\frac{d\ln\frac{I_A(\lambda, T_{CA})}{I_B(\lambda, T_{CB})}}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = g_B - g_A. \tag{5.56}$$

定义 $G_{AB} = g_B - g_A$, (5.57)

G_{AB} 称为分光光度的相对梯度. 当温度 T 不大时(当 $T < 10^4$K), 对于可见光 λT 很小,即 $\lambda T \ll C_2$,因此可以忽略 $e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$,从而可得

$$G_{AB} = C_2\left(\frac{1}{T_{CB}} - \frac{1}{T_{CA}}\right). \tag{5.58}$$

式(5.58)表明相对梯度近似地与波长无关. 实际计算表明在波长范围不超过一、二千埃时,绝对梯度 g 几乎亦和 λ 无关.因此,如果以 $\frac{1}{\lambda}$ 为横坐标, $\ln\frac{I_A}{I_B}$ 为纵坐标,所得曲线在一、二千埃范围内几乎是直线,而相对梯度 G_{AB} 就是它的斜率. G_{AB} 求得后,因为 T_{CB} 已知,可由式(5.58)求出 T_{CA}.

当 $\lambda T \ll C_2$ 这个条件不满足时, 直接用式(5.57)和(5.55)求 T_{CA}.

实测工作中, 选取散布在全天球的一组光谱型相同的恒星作比较辐射源. 这组恒星的光谱已和实验室里的标准光源光谱作过比较,较精确地定出了它们的平均绝对梯度 g_B 和平均分光光度温度 T_{CB}. 一般选择光谱中吸收线较少的早型星(如 A 型星和 B 型星)作比较标准,它们的连续光谱比较容易测定. 选择天空不同区域的恒星作比较标准, 是为了能方便地估计大气消光对测量的影响.

当选用恒星作比较标准时, 相对梯度可由对应的星等差直接求得. 由星等的定义

$$m = 2.5\lg I + 常数,$$

则有

$$\lg \frac{I_A}{I_B} = 0.4(m_B - m_A) = 0.4\Delta m_{AB}, \tag{5.59}$$

代入式(5.56)得

$$G_{AB} = \frac{d\ln\left(\frac{I_A}{I_B}\right)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = 2.30\frac{d\lg\left(\frac{I_A}{I_B}\right)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}$$

$$= 0.92\frac{d(\Delta m_{AB})}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)}. \tag{5.60}$$

式(5.60)表明，在测量中，只要求得各对应波段待测星和比较星的单色星等差，便可直接求得它们的相对梯度。

应该指出，若测定比较星的平均分光光度温度 T_{CB} 时有一误差 δT_{CB}，相应的平均绝对梯度 g_B 便有误差 δg_B。因此由式(5.57)可知，与该恒星 B 进行比较的待测星 A 的绝对梯度也将会含有误差 δg_B。由式(5.56)表明，当绝对梯度 g_A 的误差相同时，对不同的 T_{CA}，误差 δT_A 可以不同。T_{CA} 越高，δT_A 就越大。这就是不同观测者对同一高温恒星测量其分光光度温度时可能相差很多的原因。而且即使对同一光谱型的恒星，由于星际尘埃的消光作用，所得结果仍有相当大的弥散。恒星越远或者越靠近银道面，这种影响就越厉害，所以一般选择银纬较高的星作比较星。但是由于恒星物理结构各不相同，在去掉星际消光的影响后，分光光度温度的弥散仍然很大，各类恒星中，A0 型星弥散最小，所以常选取 A0 型星为定绝对梯度的标准比较星。

1919 年维尔兴 (Wilsing)，塞恩纳 (Scheiner) 和缪恩赫 (Münch) 首先进行恒星的分光测量，定出了 199 个恒星的分光光度温度。以后巴比叶和沙隆又测量了许多恒星光谱中巴尔末系限两端波长为 4250 埃和 3500 埃处的绝对梯度 g_1 和 g_2。对 A0 型星，例如天琴 α(织女星)，$g_1 = 1.00$，$T_1 = 16500\text{K}$；$g_2 = 1.39$，$T_2 = 10500\text{K}$。霍尔用光电方法测得了 67 颗亮星在光谱区 λ 4560—10300 埃的相对梯度，结果比较准确。

最后再强调一下，分光光度温度并不是恒星的实际温度，而只是恒星连续光谱能量分布的一种表示形式. 从图 5.29 可更清楚地了解其物理意义. 图 5.29 中，横坐标为波长，纵坐标为 $\lg I_\lambda$. 曲线 2（虚线）表示某一恒星的连续光谱，曲线 1，3 分别表示 $T=$ 6900K 和 $T=6000$K的绝对黑体光谱.比较曲线 2 与曲线 1,3，可看出曲线 2 和 3 之间在纵向的差值基本上为常数，而曲线 2 和 1 间的纵向差却是变化的. 这表明该恒星的辐射情况与温度为 6000 K 的绝对黑体相近，因此可认为这颗恒星的分光光度温度约为 6000K.

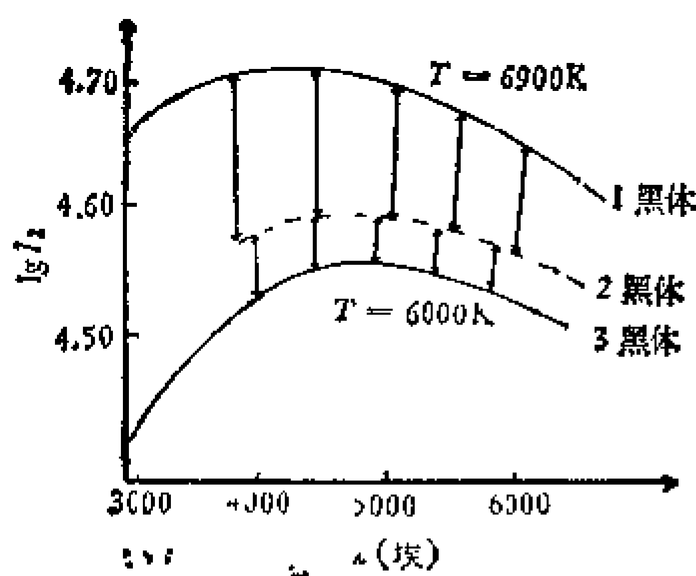


图 5.29 恒星的分光光度温度.

§5.3 谱线的测量

对线光谱的测量也可用照相方法和光电方法，本节以光电分光光度测量为例来介绍线光谱的测量. 一般来讲，与连续谱的光度测量相比较线光谱的测量要求高色散度、高分辨率的光谱仪，特别是测量谱线轮廓必须要求高达 50000—100000 的分辨率（约相当于 0.1—0.05 埃），对于分辨率较低的光谱仪（$R=2\times10^4$，～0.25 埃）只能测等值宽度. 由于线光谱测量的特点，必须应用大型的光栅（包括阶梯光栅）光谱仪或干涉仪. 对于高色散的仪器，光学和机械部件的安置必须非常稳定. 由热效应和重力效应

引起的弯曲必须减少到极小. 而且由于要求高分辨率，即要求能分辨的 $\Delta\lambda$ 尽可能的小，准直镜的焦距将很长，以至光谱仪太大太重，故一般适宜在望远镜的折轴焦点工作.

一、谱线轮廓与等值宽度

对线光谱的测量，主要是获得谱线轮廓或谱线的等值宽度. 下面先介绍谱线轮廓与等值宽度的概念.

在天体分光光度图上，吸收线表现为连续光谱背景上的凹陷部分，发射线是连续光谱背景上的凸出部分. 图 5.30 的上图表示吸收线附近光谱能量的分布情况，在理论和实际工作中，用吸收线邻近的连续光谱强度为单位，来表示吸收谱线内的强度的分布是比较方便的，这个量称为谱线的剩余强度，用 r_λ 表示，则为

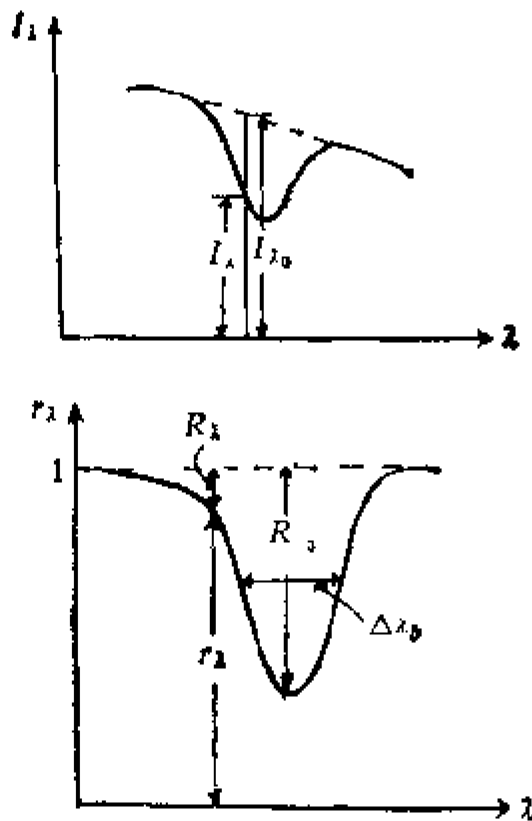


图 5.30 谱线轮廓示意图.

$$r_\lambda = \frac{F_\lambda}{F_\lambda^0} \text{ 或 } r_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_\lambda^0}, \tag{5.61}$$

其中 I_λ 或 F_λ 表示谱线内波长 λ 处的辐射强度或辐射流，I_λ^0 或 F_λ^0

表示同一波长处连续光谱的对应量. 剩余强度 r_λ 随波长变化的曲线称为谱线轮廓. 以 r_λ 为纵坐标, 以 λ 为横坐标作图, 所得的谱线形状 (如图 5.35) 就是谱线轮廓. 对发射线, 谱线轮廓的定义与吸收线相同. 显然, 发射线内剩余强度 r_λ 大于 1; 而吸收线内 r_λ 小于 1.

当然, 也可以以频率 ν 为宗量, 那么相应的剩余强度 r_ν 则为

$$r_\nu = \frac{F_\nu}{F_\nu^0} \quad 或 \quad r_\nu = \frac{I_\nu}{I_\nu^0}. \tag{5.62}$$

图 5.35 下图表示与上图相应谱线的谱线轮廓. 显然, 对于谱线附近的连续光谱 $r_{\lambda连续}=1$. 同样可得到用 ν 作宗量的谱线轮廓.

实际应用中, 有时亦用谱线深度这个量, 谱线在某波长的深度 R_λ 定义为

$$R_\lambda = 1 - r_\lambda. \tag{5.63}$$

谱线最中心部分, 即深度 R_λ 最大的部分称作线心. 对吸收线而言, 显然在线心处剩余强度 r_λ 最小. 它对应于吸收谱线最暗的部分, 也就是吸收最厉害的地方. 谱线内离线心较远, 且衔接连续光谱背景的部分称作线翼.

常常还应用谱线半宽这个概念, 它表示谱线内深度为线心深度一半处, 所对应的谱线宽度. 参看图 5.30, $\Delta\lambda_D$ 表示谱线的半宽, 在该处对应的 $R(\lambda) = \frac{1}{2} R(\lambda_0)$[$R(\lambda_0)$ 表示线心处的谱线深度].

在谱线的研究工作中, 常常把线心取作坐标原点, 这在归算时将方便得多.

谱线轮廓只是描述吸收线在连续光谱背景上所吸收的能量随波长的相对分布情况, 而不反映吸收线引起的能量变化的总情况. 吸收线的等值宽度是谱线内被吸收的总能量的一种度量. 它的定义为

$$w_\lambda = \int_0^\infty (1 - r_\lambda) d\lambda = \int_0^\infty R_\lambda d\lambda. \tag{5.64}$$

实际的积分上下限并不是 [0, ∞], 而只是谱线所占有的狭小波段, 在离线心不远的连续光谱背景处, $R_\lambda = 0$. 由图 5.31 可看

出，等值宽度表示了由谱线轮廓和连续光谱背景(内插得到的)所包围的面积，确实代表了谱线所吸收的全部能量，所以等值宽度又称为总吸收．在图 5.31 中，用一个矩形来表示等值宽度，它的高度为一个单位，而宽度正好等于 w_λ，这样可更清楚地看出为什么把 w_λ 称作谱线的等值宽度．等值宽度的单位与波长单位相同．

同样，等值宽度也可用频率作变量：

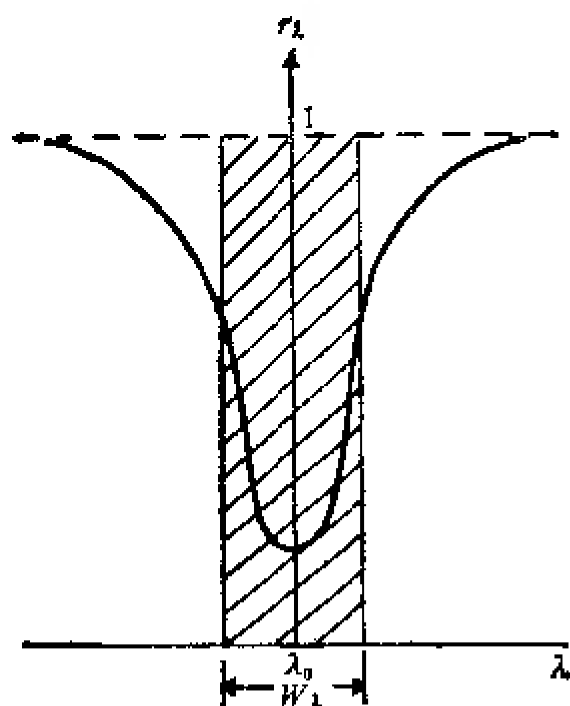


图 5.31 等值宽度示意图．

$$w_\nu = \int_0^\infty (1 - r_\nu) d\nu, \tag{5.65}$$

但必须注意 w_ν 和 w_λ 的量纲是不同的．

必须特别指出，在测定谱线轮廓和等值宽度时，连续光谱背景应该尽量内插得准确，否则由于确定连续光谱背景时的不大误差，将给等值宽度带来很大的误差．例如，在某些情况下，5% 的连续光谱背景误差，可使等值宽度的测量误差达 50%．

通常测量谱线时，要求定出谱线轮廓和等值宽度，但对于一些微弱的谱线，尤其是在光谱色散度比较小的情况下，经常只要求测定谱线的等值宽度，仅对强谱线或光谱色散度较大时，才进行比较细致的谱线轮廓分析工作．

二、光电分光光度计

光电分光光度计(或称为单色仪),是在光谱仪照相物镜的焦平面处,放置一个宽度可以调节的出射狭缝,通过出射狭缝的光由光电倍增管接收。可以用出射狭缝和光电倍增管组成的光电头相对于光谱扫描;亦可利用旋转光栅法来扫描谱线轮廓。测量的信号输给自记电子电位差计,然后在纸带上记录下随波长变化的天体的辐射强度(见图 5.32)。

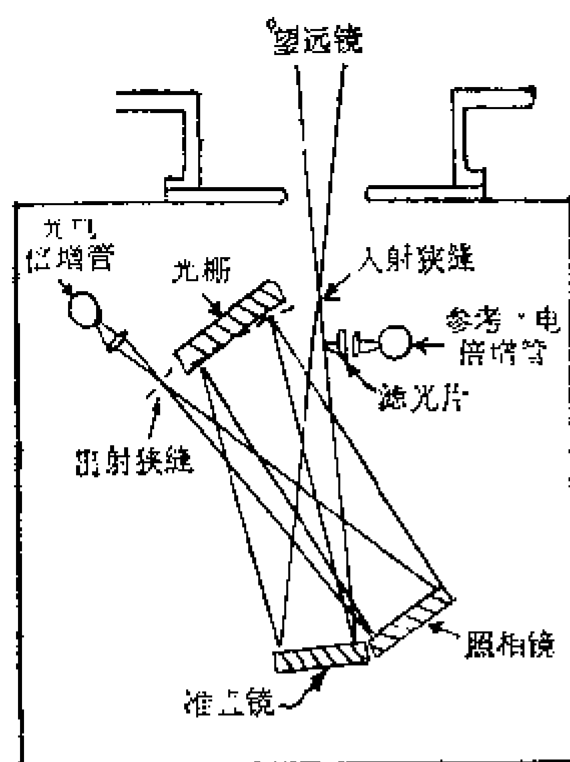


图 5.32 光电分光光度计.

用光电分光光度计来测量谱线,由于一次只能测量一个波长,在测量整条谱线的范围内,大气宁静度引起的星像移动和大气透射系数的变化会使接收到的光子流量发生相当大的变化,这给测量带来很大误差。常用的补偿方法,一种是快速地来回扫描感兴趣的光谱区(显然扫描周期应小于星光的起伏周期),另一种是在扫描通道的旁边(一般不超过扫描通道几埃)固定的波长处加一个参考通道,这样可以通过求取扫描通道与参考通道的读数比值来消去在测量过程中星像移动和大气透射系数变化所引起的误差。

上述的比例系统，测光精度可达1%，所以单通道分光光度计测量精度高，适于扫描窄波段的谱线轮廓及其精细结构. 对较宽波段的分光测量，由于一次只能测量一个光谱窗，效率很低，再加上为达到足够的分辨率，入射狭缝、出射狭缝和取样间隔均取得足够小，因此为达到一定的测量精度所需的扫描时间很长. 目前对于暗弱天体的较宽波段的分光测量，多采用多通道分光光度计，亦即在照相物镜的焦平面上安置如硅二极管阵(方阵)，光电倍增管阵等多通道探测器. 如图5.33所示，它能在几个波长处同时工作，得到其对应的扫描光谱.

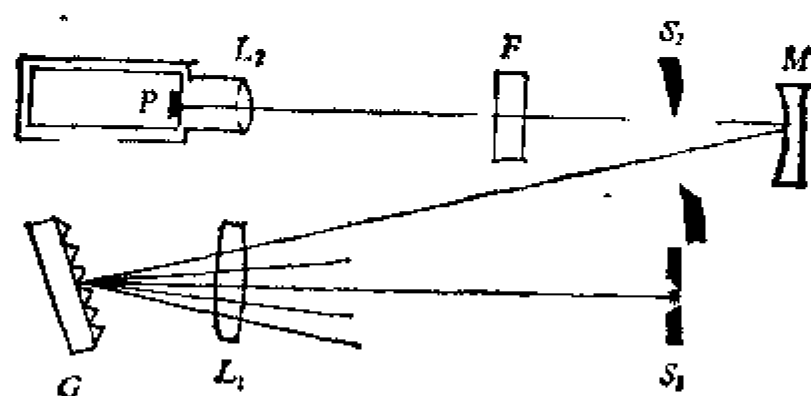


图5.33 多通道分光光度计示意图.

三、决定光谱仪入射狭缝宽度的方法

狭缝宽度的选择，对分光测量极为重要. 通常用标准缝宽(所谓标准缝宽是仅考虑光谱仪的衍射时狭缝的宽度，亦即狭缝的几何像宽度等于衍射主瓣的宽度时的缝宽) $s_{标} = \lambda \frac{f_1}{d_1}$ (符号具有通常意义)来估计缝宽. 但狭缝宽度的选择不仅与光谱仪本身的光学系统的衍射、像差等有关，还和探测器的分辨本领有关. 对给定的光谱仪和探测器，可用下述方法来实测合适的狭缝宽度. 在入射狭缝前放一个发射线光源(低分辨率时可用比较光谱，高分辨率时可用汞^{198}灯)和一漫射屏，使光均匀照射狭缝，并用给定的探测器接收. 对不同的狭缝宽度，用光电倍增管可得到一系列光电流读

数，若用照相底片，便得到对应于一系列等时曝光的照相密度值．改变狭缝的宽度，将出现如下情况：当狭缝宽度很小时，狭缝像宽度基本由衍射和像差等决定，此时随着缝宽的增大像宽度基本上不变，光电流（或照相密度）将随着缝宽的增大而增大（这时测量的是辐射流量）．而当缝宽超过某一值时，光电流（或照相密度）基本上不变．

图 5.34 是一次实测的结果．当缝宽小于100 微米时，像宽基本上不随缝宽的增大而变化．当缝宽超过 100 微米时，像宽度随着缝宽的增大亦增大，但不成比例．若缝宽超过 200 微米时，像宽度随着缝宽的增大成正比地增加，光电流（或密度）变为常数（测量的是照度）．通常把上述两种情况的交点定为正确的狭缝宽度．

实测得出的缝宽一般要比理论上的标准缝宽大几倍．关于标准缝宽、最佳缝宽等进一步的讨论见 §7.3.

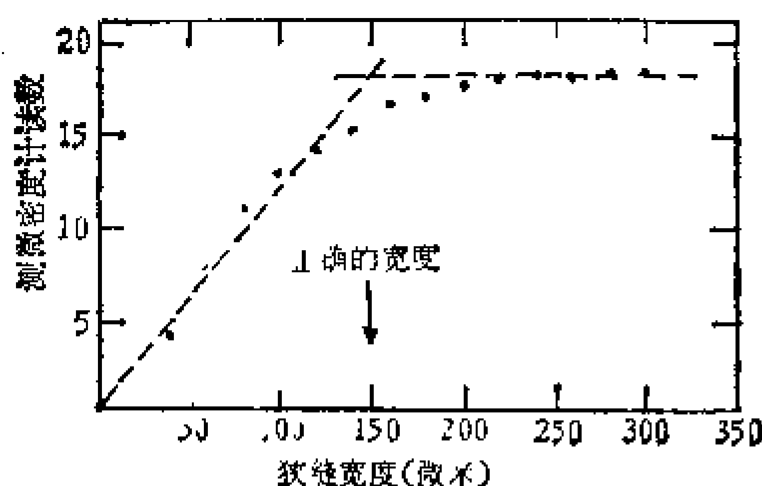


图 5.34

四、谱线光度测量的误差

光电分光光度测量较之于照相分光光度测量，精度高、处理简单．其误差来源主要有以下四方面：

1．由大气宁静度引起的星像移动和大气透射系数在整个测量过程中的变化，消除此误差的办法，如上节所述，可采用参考通道．

2 连续光谱背景定得不正确．在光电测量中，由于等间距取样测量，在吸收线附近，使连续谱明显降低．而由于谱线两旁的连续光谱定得不正确，将给谱线轮廓，特别是等值宽度带来很大的误差．故在实际工作中，可根据工作的不同要求，参考有关的光谱图．例如密执安天文台给出了一些不同光谱型恒星的光谱图，可供研究恒星光谱时参考．

3．光谱仪狭缝的衍射(即仪器轮廓)和仪器中散射光等，都能歪曲谱线轮廓和等值宽度．故对测量结果，必须先作散射光改正，然后作仪器轮廓改正，才能得到观测的谱线轮廓．

4．放大系统和记录系统的歪曲．当单色仪处于最佳工作状态时，这部分的误差比仪器轮廓小几倍．关于单色仪的最佳工作状态，放大器的歪曲及记录噪声误差的改正，详见§7.3．

五、散射光和仪器轮廓及其改正的方法

(一) 散射光及其改正方法

光谱仪中的散射光主要由于光谱仪内光学元件的缺陷、光路上灰尘的散射、光谱仪房墙壁的散射和不同级次光谱带的重叠等等原因引起的．光谱仪中的散射光同时叠加在连续光谱和谱线上．对连续光谱而言，散射光的影响只有1—3%，而对于谱线，影响则达10—20%，散射光歪曲了谱线强度和形状，降低反衬．因此，一方面必须设法尽量减小散射光，例如减小仪器的通带，在主仪器前加放一具前置色散器，或在光束中加放一矩形带通的干涉滤光片，这样能大大减弱杂散光．另一方面，对结果必须作消除散射光影响的改正．

从散射光对测量结果的影响来看，可把它们分为漫射光、纵向散射光、横向散射光三类．在实际工作中，通常将横向散射光与仪器轮廓一起测量改正．对于漫射光和纵向散射光，通常在测量光谱的同时，测量光谱近旁的仪器散射光，或者盖住入射光缝的一部分而测量光谱中被挡住部分内的光强．因为这部分散射光是均匀的，因此在靠近光谱处测得的散射光与光谱中的散射光是相同的，

设散射光为 ΔI，观测到的谱线强度和连续光谱背景为 $I_{\lambda观}$ 和 $I_{0观}$，$I_{\lambda真}$ 和 $I_{0真}$ 为谱线的真强度和真连续光谱背景。则有

$$r_{\lambda观} = \frac{I_{\lambda观}}{I_{0观}} = \frac{I_{\lambda真} + \Delta I}{I_{0真} + \Delta I} = \frac{\frac{I_{\lambda真}}{I_{0真}} + \frac{\Delta I}{I_{0真}}}{1 + \frac{\Delta I}{I_{0真}}} = \frac{r_{\lambda真} + s}{1 + s},$$

其中 $s = \frac{\Delta I}{I_{0真}}$ 为以连续光谱为单位的散射光值，于是

$$r_{\lambda真} = r_{\lambda观}(1 + s) - S. \tag{5.66}$$

利用上式可以对谱线轮廓作消除散射光的改正。

(二) 仪器轮廓及其改正的方法

对于无限窄的谱线，当它经过有缝光谱仪时，由于受到仪器的衍射及仪器中其它因素的影响，观测到的却是具有一定宽度的轮廓，这称之为仪器轮廓。对于每个分光仪器，仪器轮廓可用实验方法测定。有几种光源能产生很窄的谱线，如汞同位素灯、激光、大气吸收线，这些光源常被称作 δ 函数光源。故仪器轮廓亦即为分光仪测量的 δ 函数源的频谱。

仪器轮廓的存在，使观测到的谱线轮廓实际上是仪器轮廓和谱线真轮廓互相叠加的结果。若真轮廓有一定的宽度，则真轮廓的每一波长处，可看为无限窄的谱线通过仪器后受仪器轮廓的影响呈现一定的分布，观测轮廓就是这些小轮廓的叠加。

设 $I(\lambda)$ 为线心波长 λ_0 谱线的真轮廓，考虑离线心为 x 处的情况，此处真轮廓为 $I(x)$。由于仪器轮廓 A 的作用，使得 x 处的单色光歪曲为在 x 附近的一波段范围内有一定的分布，亦即使 x 附近各波长 λ 处的强度不为 O，而是 $A(\lambda - x)I(x)$，参阅图 5.35。由于仪器歪曲了谱线内所有波长的单色光，故在 λ 处观测到的总强度为

$$O(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda - x)I(x)dx, \tag{5.67}$$

这是联系着真轮廓 I，观测轮廓 O 和仪器轮廓 A 的积分方程。式

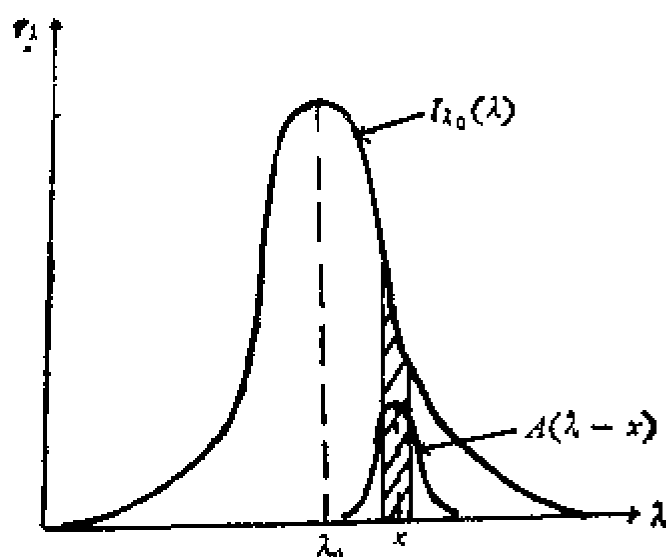


图 5.35　仪器轮廓影响谱线轮廓示意图

(5 67) 亦可写成

$$O(\lambda)=A(\lambda)*I(\lambda). \tag{5.68}$$

换言之，观测轮廓是真轮廓与仪器轮廓的卷积。经仪器轮廓歪曲后的观测轮廓与真轮廓的比较如图 5.36 所示。

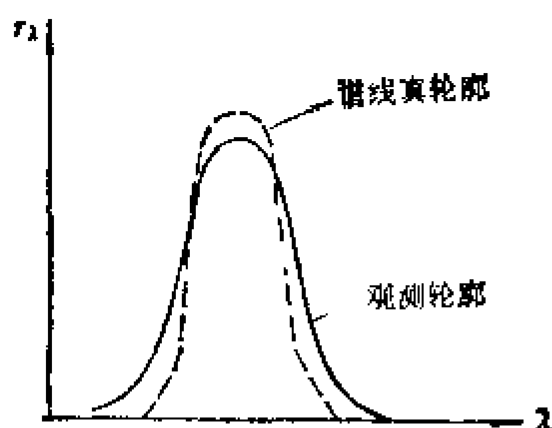


图 5.36　谱线真轮廓与受仪器轮廓歪后观测轮廓的比较.

谱线轮廓的理论分析工作要求消除仪器轮廓的影响，而求得谱线的真轮廓. 由式 (5.67) 或 (5.68)，从原则上讲若已知仪器轮廓 A 和观测轮廓 O，则真轮廓可设法求得. 但是，由于谱线真轮廓具有各种形状，并无确定的变化规律，而仪器轮廓又没有一定的函数形式来表示，它随具体仪器的不同而不同. 因此作仪器轮廓改正一般是比较困难的，改正仪器轮廓的方法有：佛克脱(Voigt)函

数近似法，迭代法[1]，图算法[2]和近代的傅里叶变换重建过程[3]等。

下面以佛克脱函数近似法为例来介绍仪器轮廓的改正。

所谓佛克脱函数是高斯函数和色散函数的卷积：

$$F(x) = 常数 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{x_1^2 + b_1^2} e^{-\frac{(x-x_1)^2}{b_2^2}} dx_1, \tag{5.69}$$

它的傅里叶变换为

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[e^{-b_0 - b_1 t - \frac{b_2^2 t^2}{4}} \right] \cos xt dt, \tag{5.70}$$

$$令\ \varphi(t) = e^{-b_0 - b_1 t - \frac{b_2^2 t^2}{4}} = s e^{-b_1 t - \frac{b_2^2 t^2}{4}}, \tag{5.71}$$

$\varphi(t)$ 为偶函数，x 为到线心的距离，$f(x)$ 为强度，$s = e^{-b_0} = \varphi(0)$ 为面积或等值宽度。 b_1，b_2 分别为色散函数和高斯函数的宽度参量。

显然若当 $b_1 = 0$ 时，$\varphi(t) = \varphi_2(t) = se^{-b_2^2 t^2/4}$，则式(5.69)为

$$f(x) = f_2(x) = \frac{s}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b_2^2 t^2/4} \cos xt dt = \frac{s}{\pi b_2} e^{-\left(\frac{x}{b_2}\right)^2}, \tag{5.72}$$

这就是高斯轮廓。

若当 $b_2 = 0$ 时，$\varphi(t) = \varphi_1(t) = se^{-b_1 t}$，

则式(5.69)成为

$$f_1(x) = \frac{s}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-b_1 t} \cos xt dt = \frac{sb_1}{\pi(b_1^2 + x^2)}, \tag{5.73}$$

这就是色散轮廓。 所以，高斯轮廓和色散轮廓均是佛克脱轮廓的特殊情况。此时只须用一个参数来描述。

由式(5.67)，若仪器轮廓 A 和观测轮廓 O 都近似地可用佛克脱轮廓表示：

---

1) 参阅 C. de Jager, and L. Neven, *Bull. Astron. Inst. Neth.* Vol. 18, p. 306, 1966.

2) 参阅 R. N. Bracewell, *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 45, p. 873, 1955.

3) 参阅本章末参考书[1]第十二章。

$$A(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi'(t)\cos xt\,dt,$$

$$\varphi'(t)=e^{-b_0'-b_1't-\left(\frac{b_2'}{2}\right)^2t^2}; \tag{5.74}$$

$$O(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi''(t)\cos xt\,dt,$$

$$\varphi''(t)=e^{-b_0''-b_1''t-\left(\frac{b_2''}{2}\right)^2t^2}. \tag{5.75}$$

则可以证明，$I(x)$ 也具有佛克脱轮廓的形状，

$$I(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(t)\cos xt\,dt,$$

$$\varphi(t)=e^{-b_0-b_1t-\left(\frac{b_2}{2}\right)^2t^2}. \tag{5.76}$$

而且有

$$b_0+b_0'=b_0'',\quad b_1+b_1'=b_1'',\quad b_2+b_2'=b_2''. \tag{5.77}$$

实际工作中，最有效的是使用电子计算机根据式(5.69)直接计算真轮廓．下面介绍一种利用已知的佛克脱函数图表进行计算的方法．

佛克脱轮廓是有名的轮廓，故一系列标准的佛克脱轮廓和它们的参数已列成图表，可供查阅．具体步骤如下：先测出已知轮廓的半宽 α（见图 5.37）和 $B_{0.1}$（B 为轮廓的宽度，c 为谱线中心

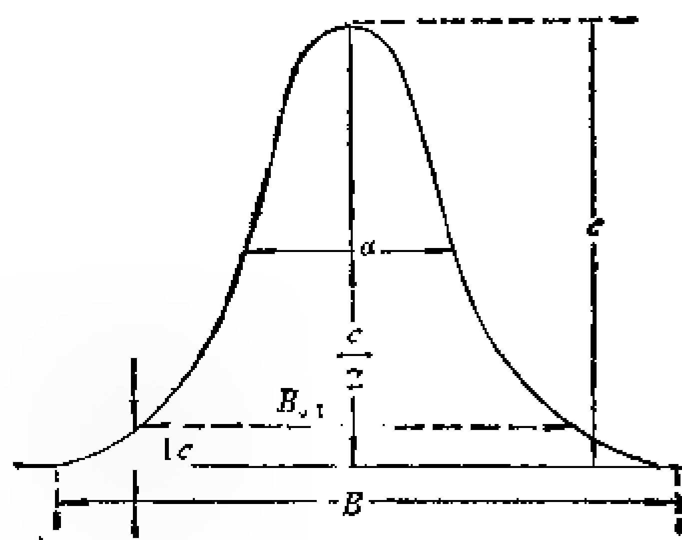


图 5.37　轮廓的半宽 α

高度，若谱线所包围的面积为 S，则参数 $p=\frac{S}{\alpha c}$，$B_{0.1}$ 为谱线中心高度 0.1 处的轮廓的宽度)。由 $B_{0.1}/\alpha$ 查图 5.38，即可求得参数 b_1''（或 b_1'），b_2''（或 b_2'）。由等值宽度可求得 b_0''（或 b_0'）。然后，由式(5.77)可求出真轮廓的 b_0，b_1，b_2。由(5.76)式(具体工作时可查表)，即可求得真轮廓。

若设仪器轮廓和真轮廓可用高斯函数表示：

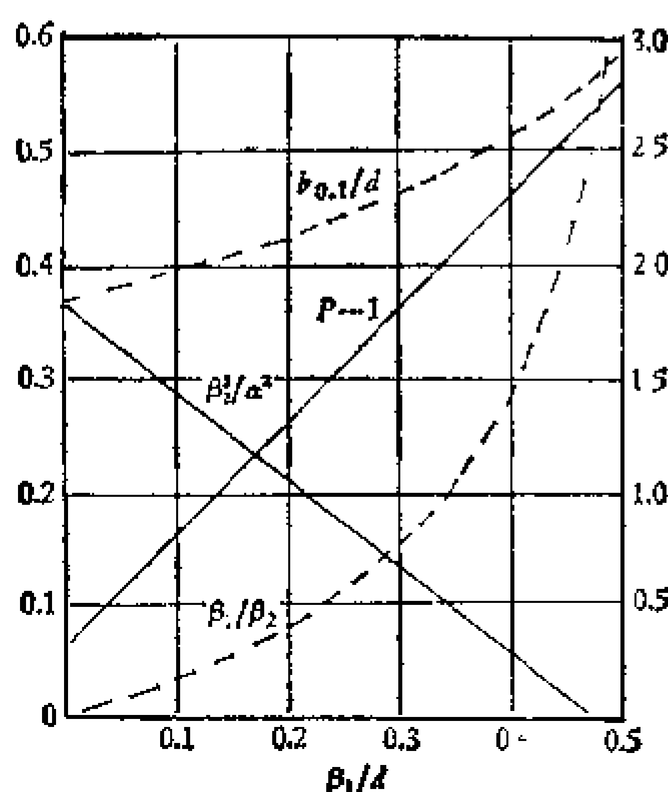


图 5.38 佛克脱轮廓有关参数曲线

$$A(\Delta\lambda)=A_0e^{-\frac{(\Delta\lambda)^2}{b_2'^2}},\tag{5.78}$$

$$I(\lambda)=I_{\lambda 0}e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{b_2^2}}.\tag{5.79}$$

由于两个高斯函数的卷积为另一个高斯函数，故观测轮廓为

$$O(\lambda)=\frac{I_{\lambda 0}}{\sqrt{1+\left(\frac{b_2'}{b_2}\right)^2}}e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{b_2'^2+b_2^2}}.\tag{5.80}$$

由多普勒半宽公式知：

$$\alpha = 2\sqrt{\ln 2}\, b_2 = 1.665 b_2. \tag{5.81}$$

故对于观测轮廓可得

$$\alpha(O) = 1.665\sqrt{b_2'^2 + b_2^2}, \tag{5.82}$$

式中 $\alpha(O)$ 为观测轮廓的半宽。对于仪器轮廓可得

$$\alpha(A) = 1.665 b_2', \tag{5.83}$$

$\alpha(A)$ 为仪器轮廓的半宽．若已由实测方法求得仪器轮廓，则可量出其半宽 $\alpha(A)$，由式(5.83)可求出 b_2'。从分光测量所得的观测轮廓中，同样可量得半宽 $\alpha(O)$ 值．将 b_2' 与 $\alpha(O)$ 代入式(5.82)则可求得 b_2 值．又由式(5.80)得

$$O(\lambda_0) = \frac{I_{\lambda 0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{b_2'}{b_2}\right)^2}}, \tag{5.84}$$

$O(\lambda_0)$ 为观测谱线线心处强度，可从观测轮廓上量得．又 b_2，b_2' 已求得，故 $I(\lambda_0)$ 可确定．根据式(5.79)谱线真轮廓即可求得．

由式(5.84)可得

$$\frac{I(\lambda_0) - O(\lambda_0)}{I(\lambda_0)} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{b_2'}{b_2}\right)^2}}. \tag{5.85}$$

b_2，b_2' 求得后，可根据式(5.85)直接估计仪器轮廓对线心深度的影响。

若仪器轮廓与真轮廓均可用色散轮廓表示：

$$A(\Delta\lambda) = \frac{A_{\lambda 0}}{\pi} \frac{b_1'}{(\Delta\lambda)^2 + b_1'^2}, \tag{5.86}$$

$$I(\lambda) = \frac{I_{\lambda 0}}{\pi} \frac{b}{(\lambda - \lambda_0)^2 + b^2}, \tag{5.87}$$

同样，由于两个色散轮廓(宽度参量为 b_1'，b)的卷积也是一个(宽度参量为 $b_1' + b$ 的)色散轮廓，故观测轮廓为

$$O(\lambda) = \frac{I_{\lambda 0}}{\pi} \frac{b_1' + b}{[(\lambda - \lambda_0)^2 + (b_1' + b)^2]}. \tag{5.88}$$

对于色散轮廓，色散宽度参量 b 与半宽 α 的关系式为

$$\alpha = 2b, \tag{5.89}$$

故对于仪器轮廓有

$$\alpha(A) = 2b_1'^2, \tag{5.90}$$

由式(5.90)可求得 b_1',对于观测轮廓

$$\alpha(O) = 2(b_1' + b), \tag{5.91}$$

由式(5.91)可求得 b,由式(5.88)和(5.87)可得

$$O(\lambda_0) = \frac{I_{\lambda_0}}{\pi(b_1' + b)} = \frac{bI(\lambda_0)}{b_1' + b}, \tag{5.92}$$

即

$$\frac{I(\lambda_0) - O(\lambda_0)}{I(\lambda_0)} = \frac{b_1'}{b_1' + b}, \tag{5.93}$$

将 $O(\lambda_0)$, b_1', b 代入式(5.92)可得 I_{λ_0},再将 I_{λ_0}, b 代入(5.87),即可得谱线轮廓.

必须指出,仪器轮廓只影响谱线轮廓,并不影响等值宽度的数值. 因为仪器轮廓仅使谱线内的能量重新分配,而不引起总能量的增减. 此外,研究表明,仪器轮廓对弱线的影响大,对中等线次之,对强线歪曲不大. 故当真轮廓比仪器轮廓大三、四倍时,可不考虑仪器轮廓的影响. 但对于弱线(等值宽度 $w_\lambda < 0.1$ 埃)在小色散分光仪的情况下,必须考虑仪器轮廓的影响,只有改正了仪器轮廓的歪曲,才能得到它们的准确轮廓.

§5.4 天体谱线波长的测定和证认

测定天体光谱中谱线的波长并证认谱线,是天体分光工作中的另一重要任务. 它是了解天体的化学组成,研究天体在空间运动情况的主要手段. 在实测工作中,谱线波长的测定要求细致,精确;而证认谱线又是一种十分复杂和困难的工作.

一、波长标准

为了精确测定谱线波长,首先要求一个统一的波长标准,并且要对一些谱线进行精密测量,以作为测定波长时的比较标准. 这

些工作主要在物理实验室中进行，这里不作介绍.

光谱波长标准用埃(1埃$=10^{-8}$厘米)表示，一般当$\lambda < 20000$埃时，用真空中波长$\lambda_{真空}$，当$\lambda > 20000$埃时，用在15℃、760毫米水银柱条件下的干燥空气中波长$\lambda_{空气}$. 但是有时整个光谱都用真空中波长. 波长的一级标准是氪^{86}谱线. 氪^{86}标准谱线$(2p_{10}-5d_5)$的波长为

$$\lambda_{真空} = 6057.802105(1级标准),$$

$$\lambda_{空气} = 6056.12525,$$

$$1米 = 1650763.73\,\lambda_{真空}.$$

目前普遍采用波长标准的国际系统(I, A)，在这个系统中，波长的"主标准"是镉(Cd)的一条红线. 它是利用法布里-珀罗标准器，在15℃和760毫米水银柱高的干燥空气压力情况下，定出这条谱线的波长，得到$\lambda_{Cd} = 6438.4696$埃. 此外又用干涉仪测定了波长范围在2448—6678埃之间的306条钛(Ti)谱线的波长和20条氖(Ne)线、氪(Kr)线的波长，作为"副标准". "主标准"和"副标准"的波长都是精确测定的. 最后还用凹光栅定出许多铁线的波长作为"第三波长". 国际系统的准确度达0.002埃. 这超过了天体光谱研究工作中的测量精度. 近年来，分析太阳光谱和确定恒星视向速度都采用国际系统.

在1928年以前，天体物理的光谱工作都采用罗兰系统. 它是根据由罗兰测定的钠的黄线D_1的波长$\lambda = 5896.156$埃而建立起来的，由于这条谱线宽而漫，因此它的波长不易定得准确，故由此建立起来的罗兰系统误差较大. 这种系统误差随着波长的不同而变化，在光谱的红区可达0.24埃. 国际系统和罗兰系统之间的换算列于表5.2中. 太阳光谱中许多谱线的波长都是由罗兰测定的，因此若选用太阳光谱作为定波长的比较标准时，必须考虑所得结果与国际系统之间的系统误差，并作相应的改正.

实际工作中常用铁弧光谱作比较光谱. 下列的FeI线经常被用作波长的比较标准(以埃为单位):

3865.527　　4107.495　　4282.408　　4447.724

表 5.2 波长的国际系统和罗兰系统换算表

光谱段（埃）	国际系统－罗兰系统(埃)
6850－6750	－0.24
6750－6570	－0.23
6570 5500	－0.22
5500 5400	－0.21
5400 5375	－0.20
5375 5325	－0.19
5325 4550	－0.18
4550 4350	－0.17
4350 4150	－0.16

3922.915	4118.552	4315.089	4494.572
3977.746	4147 676	4337.052	4528.622
4021.872	4191 443	4375.934	4602.947
4076.642	4233 615	4427.314	

除铁弧外，有时还用 Ti，Ar，He，Ne 等的光谱做比较光谱。

此外，还有一些元素的谱线波长表，可供测定谱线波长和证认光谱线时应用。最主要的波长表有下列几种：

1. C. E. Moore: A Multiplet Table of Astrophysical Interest (1945).
2. C. E. Moore et al The Solar Spectrum 2935Å to 8770Å, Second Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths (1966).
3. R. Kayjer, Tabelle der Hauptlinien der Linienspectrum aller Elemente (1939).
4. G. Harrison: Wave-Length Tables (1939).
5. C. Л. Манделештам, И. С. М. Райкий: Таьлица спектральных Линий (1928).
6. 光谱线波长表，冶金工业部科技情报产品标准研究所编译(1971).

二、谱线波长的测定

实测天体物理工作中，常常要求精确地测定谱线波长。这工作一般用比长仪进行。比长仪是一种精密测量直线距离的仪器。

在天文工作中，用于测量光谱片上谱线间的距离。比长仪的原理是将被测谱线间的相对距离与精密标准尺相比较，从而测出底片上谱线间的距离。仪器主要有三个部分：1. 精密导轨；2. 置片台，它是一块可沿导轨滑动的钢台，一侧装有一条透明毫米尺，另一侧放置待测底片；3. 两架固定在导轨上的显微镜：一个用来对准谱线，称对准显微镜，另一个用来读标准尺，称读数显微镜。当在对准显微镜中，蛛丝从一条谱线移动到另一条谱线时，底片移动的距离即为两条谱线间的相对距离，底片移动的距离可在读数显微镜中精确地读出，比长仪的量程为200毫米，测量精度可达±1.5微米。

图5.39为阿贝比长仪的外形。置片台2安置在圆柱形精密导轨1上，对准显微镜3在支架左边，读数显微镜4在右边。旋松置片台左侧螺旋，用手轻推，置片台可在滑轮上沿导轨移动。螺旋5为置片台的微动螺旋。置片台下有两个反光镜，分别用来照明铁框6中间的玻璃标尺和导板7上的光谱片。铁框6内同时放有温度计。待测光谱片直接放在导板7上，并用弹簧片压住。螺

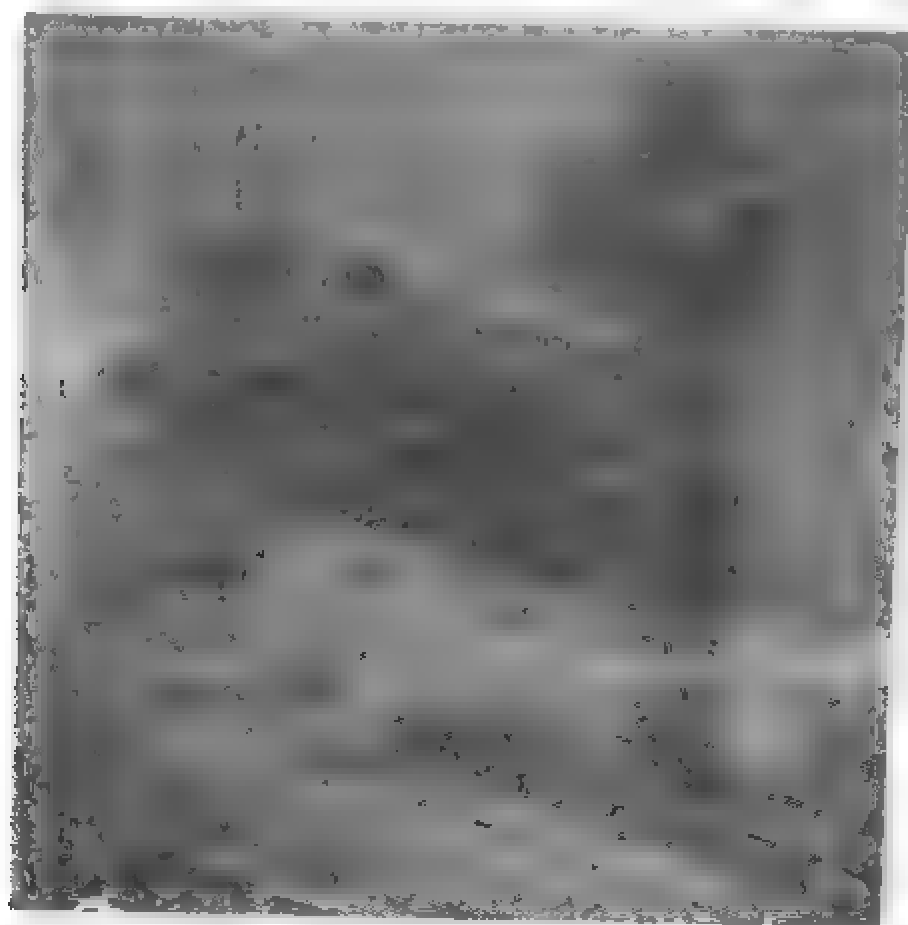


图5.39 阿贝比长仪照片。

旋 8 为对准显微镜的调焦螺旋．螺旋 9 用来调节对准显微镜蛛丝和光谱线的平行度．置片台上的标尺相邻两刻度线的分划值为 1 毫米，但可读到 0.1 毫米．为了更精确地读数，在读数显微镜的目镜内装有一个能绕轴旋转，并刻有双重“阿基米德螺线”（$r = a\theta$）和一组正圆形刻线的玻璃片，这样读数可读到 0.001 毫米，估计到 0.0001 毫米．

在用比长仪测量波长时，虽然温度的变化影响很小，但在可能的条件下，仍尽量使它保持恒定．一般来讲，对准谱线的精度与谱线的漫锐有关．如果谱线细而深，则对准谱线的准确性高．每一光谱片通常都测量两次，以消除人差、谱线不对称影响和置片台测微螺旋误差等．设第一次测量使读数随波长增加，依次测量比较光谱和待测天体的谱线，然后将光谱片调转 180° 作第二次测量，尽量使所测光谱线的中心谱线读数在两次测量中相同．设中心谱线读数为 x_m，则其它谱线的两次读数和几乎等于 $2x_m$．若以 x_1 表示第一次读数，x_2 表示第二次读数，则有 $2x_m - x_2 \approx x_1$．两次读数的平均值为

$$x = \frac{x_1 + (2x_m - x_2)}{2}. \tag{5.94}$$

如果以波长 λ 为横坐标，对应的标尺读数 x 为纵坐标（x 为两次测量的平均值）作图，则对于棱镜摄谱仪所拍摄的光谱，得到的曲线近似于双曲线，可用下列公式近似表达：

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{c_0}{x_0 - x}. \tag{5.95}$$

式中 λ_0，x_0，c_0 均为常数．测定常数的方法如下：在已知波长的比较光谱的两端和中间各选取一条谱线，设波长为 λ_1，λ_2 和 λ_3．由比长仪测出的相应读数为 x_1，x_2，x_3，将它们代入式(5.95)，则可定出 λ_0，x_0，c_0，计算公式如下：

$$\lambda_0 = \lambda_2 - \frac{x_3 - x_2}{A \cdot B}, \tag{5.96}$$

$$x_0 = x_1 + A(\lambda_2 - \lambda_0), \tag{5.97}$$

$$c_0 = \frac{x_1 - x_2}{A - B}(x_0 - x_1), \tag{5.98}$$

其中

$$A = \frac{x_2 - x_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad B = \frac{x_3 - x_1}{\lambda_3 - \lambda_1},$$

λ_0, x_0, c_0 均有一定的物理意义: c_0 与所选择的光谱线段和波长范围有关;x_0 同标尺刻度的零点有关;λ_0 是同摄谱仪有关的参量.

式(5.95)适用的范围并不广泛,有时采用下列公式:

$$\lambda - \lambda_0 = c_0/(x - x_0)^\alpha, \tag{5.99}$$

式中 α 为常数,通常取为 0.5 或 0.6. 虽然这个公式适用范围比式(5.95)广,但由于计算麻烦,实际上很少用它.

当测量谱线的范围超过 400 埃,即 $|\lambda_3 - \lambda_1| > 400$ 埃时,由式(5.95)计算出来的波长有显著的系统误差,必须进行订正. 具体办法是先利用式(5.95)和测量读数 x,计算全部比较谱线的波长 $\lambda_{计算}$. 然后把 $\lambda_{计算}$ 与它们的真值 $\lambda_{真}$ 进行比较. 若 $\lambda_{真} - \lambda_{计算} = \Delta\lambda$,以 $\lambda_{计算}$ 为横坐标,波长差 $\Delta\lambda$ 为纵坐标(见图 5.40),即可得波长订正曲线. 显然在 λ_1, λ_2, λ_3 处,对应的 $\Delta\lambda$ 为零. 在 $[\lambda_1, \lambda_2]$ 区域中,波长订正值为正,在 $[\lambda_2, \lambda_3]$ 区域中波长订正值为负. λ_2 应当尽量选取在 λ_1 和 λ_3 的中央,这样订正曲线的幅度也就差不多一样.

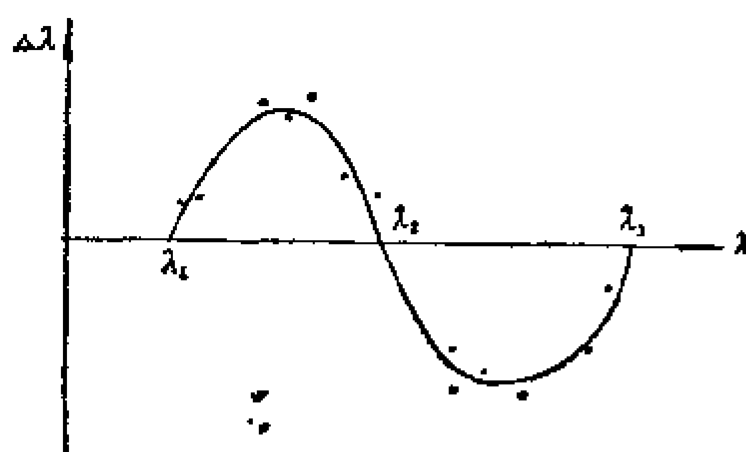


图 5.40 波长订正曲线.

有了订正曲线,可最后定出待测光谱谱线的波长. 必须指出,

订正曲线与摄谱仪以及选取的初始值 λ_1，λ_2，λ_3 有关．因此订正曲线只适用于同一摄谱仪所拍摄的光谱，并且初始值 λ_1，λ_2，λ_3 也必须相同．对于待测谱线，由比长仪测得 x 值，利用式(5.95)计算得到 $\lambda_{计算}$ 然后再由订正曲线查得订正值 $\Delta\lambda$．则 $\lambda_{计算}+\Delta\lambda$ 即为最后结果．由此可知，订正曲线的准确度直接影响波长测量的精度．因此在确定订正曲线时，应尽可能选取较多的比较谱线，以便使订正曲线尽量作得准确．

必须指出，对于用棱镜摄谱仪拍摄的光谱，还应该考虑谱线的弯曲．这些弯曲使谱线不是直线，而有些类似于抛物线．弯曲的尾部靠近紫端．对整个光谱而言，紫端的歪曲比红端要大些．精密测定谱线波长应作谱线弯曲改正．对于光栅摄谱仪所拍摄的光谱，可不必考虑弯曲的影响．

三、光谱线的证认

天体分光学的重要任务之一，就是通过光谱分析来确定天体的化学组成．精确测定光谱上各条谱线的波长后，结合光谱理论证认出产生这种光谱的化学元素，从而定出天体的化学组成．

一般说来，光谱线的证认可分两种："原始证认"和"再度证认"．

"再度证认"比较简单，是在已经证认出各种类型天体光谱的基础上，去证认光谱线已知的天体光谱片．其目的是为了确定天体的视向速度、进行线光谱的测量和光谱分类等．

"原始证认"是对天体光谱中的未知谱线进行研究，它的难度较大．"原始证认"基本上是把不同元素的光谱与天体光谱比较．若某元素的谱线与天体光谱中的一些谱线几乎重合，则可认为天体上的这些谱线是由该元素发生，即天体上存在这种元素．通常先与氢、氮、钛、钒、铁等元素的光谱进行比较．因为这些元素的谱线在天体光谱中相当多，而且分布于各个光谱段．当然还必须进一步比较这些对应谱线强度的分布情况，它们也应差不多一样．证认过程中往往会遇到这种情况：天体光谱上某一谱线位置，既

属于甲元素的谱线，又属于乙元素的谱线．这是因为在摄谱仪分辨本领的限度内，很多谱线混合在一起，属于不同元素的几条谱线占据着几乎是同一波长的位置．而且也由于有些不同元素的谱线会差不多具有相同波长的缘故．例如一次电离钙的 H 谱线和氢的 H_{ε} 谱线，它们的波长分别为 3968 埃和 3970 埃，在恒星光谱上，这两条谱线中经常总有一条谱线很强，有时甚至两条都很强，因此它们几乎总是混在一起而无法分开，这种不同元素光谱线的混合常给证认带来了不少困难．

“原始证认”要求工作者具有一定的光谱理论知识和光谱工作的实践经验．证认时，不能只依据弱线，或只根据某元素在天体上出现的唯一谱线来证认．而要根据这一元素在光谱中的主要谱线来证认．虽然在原始证认中错误在所难免，但这样做，不致错误地认为在某天体上有或没有某种元素．一般来讲，证认普通恒星光谱比较简单些．最复杂的是证认气体星云、新星及其它特殊天体的光谱．由于不大了解其物理特征，这些天体的证认工作非常困难．

§ 5.5 恒星的光谱分类

大多数恒星的光谱，在连续谱上有吸收线，少数兼有发射线，或只有发射线．研究恒星光谱，可发现它们的连续谱的能量分布、谱线的数目和强度、以及特征谱线所属的化学元素等各不相同．恒星的光谱分类就是以其光谱所显示出的差异为根据，将各类恒星合理地组合、分类，找出同类恒星的“共性”和不同类恒星的“特性”，以及它们之间的联系．恒星大气物理的研究表明，绝大多数恒星光谱的差别，主要不是由于化学成分的不同，而是由于在不同的温度和压力下，恒星大气物质的激发和电离状态的不同引起的．故研究恒星的光谱分类，对于进一步揭示恒星世界的奥秘，深入了解单个恒星的物理特性，都具有重要意义，而且在实测工作中，也要求对各种恒星进行分类．

恒星光谱分类工作早在十九世纪即已开始．早期的分类几乎

是纯经验的，因为当时并不很清楚地了解导致光谱差异的物理原因。1867 年塞齐（Secchi）根据恒星的颜色把恒星光谱分成五类，并分别用罗马数字 I，II，III，···表示。

“I”为蓝星和白星光谱；“II”为黄星光谱；“III”为橙色星和红色星光谱；“IV”为微弱的深红色星光谱；“V”为有发射线的星的光谱。

这种分类比较粗糙，不能满足实测工作和理论研究的需要。1885 年哈佛大学皮克林和弗莱明等人开始用照相方法研究恒星光谱，并进行分类。后经多次修订，发展成为哈佛系统。

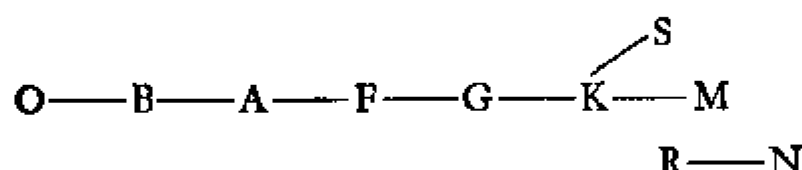
哈佛系统的分类判据是根据光谱中是否出现某些特征谱线和谱带及这些谱线和谱带的相对强度，同时也考虑连续光谱能量分布的情况。哈佛大学的工作者最早对恒星进行分类时，没有同恒星的物理过程联系起来，大多数的亮星被分成一个“光谱型”的序列，并以 O，B，A，F，G，K，M 等字母表示，对于少数不属于这序列的恒星则用 P，W，Q 等字母表示。更仔细地研究恒星光谱后，又将光谱型再分为若干“次型”。例如 B 型的次型为 B0，B1，B2，……B9，这样划分后，显然 A 型中的前面几个次型 A0，A1 就和 B 型的后面几个次型 B8，B9 非常接近。同样 B0，B1 也和 O8，O9 差别很小，这就构成了更细致的光谱序列，但每一光谱型并不都有十个次型，有些次型是缺项。

对恒星性质的研究，发现哈佛系统实际上与恒星大气的平均温度密切相关。故它是以温度为主要参量的一元分类，从 O 型到 M 型，对应着恒星大气温度的逐渐下降。若认为它们的化学组成

表 5.3 各主要光谱型恒星大气温度表

光谱型	恒星大气温度（K）	光谱型	恒星大气温度（K）
O	40000—25000	K	4900 3700
B	25000—12000	M	3600 2600
A	11500—7700	R	5000 4000
F	7600 6100	N	3000—2000
G	6000 5000	S	3000—2000

大致相同，则可从理论上解释从O型到M型恒星光谱的连续变化序列。对 S，R，N等谱型的恒星，因它们的特性与一般恒星稍有不同(一般认为是化学组成的差别)，所以不把它们排入单一连续序列中去。各类光谱型恒星大气的平均温度按下列序列连续变化:



各主要光谱型恒星大气的温度列于表5.3. 具有吸收线和吸收带的各型星的颜色及在普通蓝紫波段的主要光谱特征如下:

O型　蓝白色. 紫外连续谱强，有电离氦(HeII)、中性氦(HeI)、二次电离碳(CIII)、三次电离硅(SiIV)及较轻元素的高次电离的离子，光谱中没有发射线，氢巴耳末线不显著.

B型　蓝白色. 氢巴耳末线开始显著并逐渐增强，中性氦在B2达极大，有电离氧的谱线. 电离氦在B5以后消失. 从B5起电离钙K线和电离镁4881线显著.

A型　白色. 氢线极强，在A0到A3达极大，氦线消失，出现电离钙、电离铁等谱线.

F型　黄白色. 电离钙线较强，氢线强但较A型的氢线弱. 金属谱线数目增加，G带(4305—4315)出现.

G型　黄色. 金属线强，电离钙线很强，氢线变弱，出现CN和CH谱带.

K型　橙色. 电离钙H，K线和中性钙4227以及G带在光谱中均达极大. K5开始出现氧化钛分子带，氢线弱.

M型　红色. 氧化钛分子吸收带显著，金属线很强，氢线很弱.

R型　橙到红色，光谱分布同K，M型，谱线中有强的碳和氰的分子带，H，K线清楚.

N型　橙到红色. 光谱里有碳吸收带，氰分子带减弱，光谱紫端可看到H，K线. R和N型星又合称为碳星，记为C.

S 型　红色。光谱与M型相似，但增加了强的氧化锆分子带，大部分光谱中出现氢发射线。

此外，还有少数光谱不能归入上列序列。

行星状星云(用符号P表示)、气体星云光谱都属于这一类，在光谱中，巴耳末线 H_α, H_β, H_γ, H_δ 和 H_ξ 为发射线，几乎所有光谱中都出现星云谱线5007。

沃耳夫-拉叶星，这类恒星光谱都具有发射线，用符号W表示。它又分为两系：氮系(W_N)光谱里有二次、三次和四次电离氮谱线、碳系(W_C)光谱里有一次、二次和三次电离碳谱线及电离氧谱线。两系都有中性氦和电离氦的谱线。

新星，用符号Q表示，它又分为若干次型，其共同特征是光谱里出现发射带。有些光谱里出现强的分子吸收带。

到七十年代初，全世界按哈佛系统作过分类的恒星总数达九十万颗左右，大部分是用物端棱镜光谱进行的，著名的HD星表载有二十余万颗星的光谱型。为了表示恒星光谱另外一些特征，常用下述符号表示某些光谱的特殊性。

e——发射线，n——漫谱线，s——锐谱线，c——谱线特别窄而深，K——出现星际谱线，m——金属线星等。主要类型的光谱照片见图5.41。

哈佛系统只根据一个参数，即恒星表面的平均温度。当进一步研究色散较大的光谱时，可以发现属于同一次型的光谱之间也有差别。最显著的差别是它们的谱线宽度不同。谱线细的属于体积庞大而大气压力较小的恒星。也就是巨星和超巨星。谱线宽的属于半径小的恒星，即所谓矮星，大气压力比较大。摩根(W. W. Morgan)和基南(P. C. Keenan)研究了因压力不同而引起的谱线变化，提出了以温度和光度为参量的二元分类。按光度分类的物理依据是压力效应，因为物质的电离状态除决定于温度外，还与压力有关。而光度高的巨星大气的气体压力较低，物质的电离比在温度相同的光度低的矮星大气中容易，而在光谱中表现了出来。

在摩根-基南系统中，温度型沿用哈佛系统符号，每种光谱型

还根据光度进一步分为七个光度型，并用罗马数字表示：I——超巨星，II——亮巨星，III——巨星，IV——亚巨星，V——主序星（矮星），VI——亚矮星，VII——白矮星。不同的光谱型和光度型之间



图 5.41　恒星光谱的主要类型.

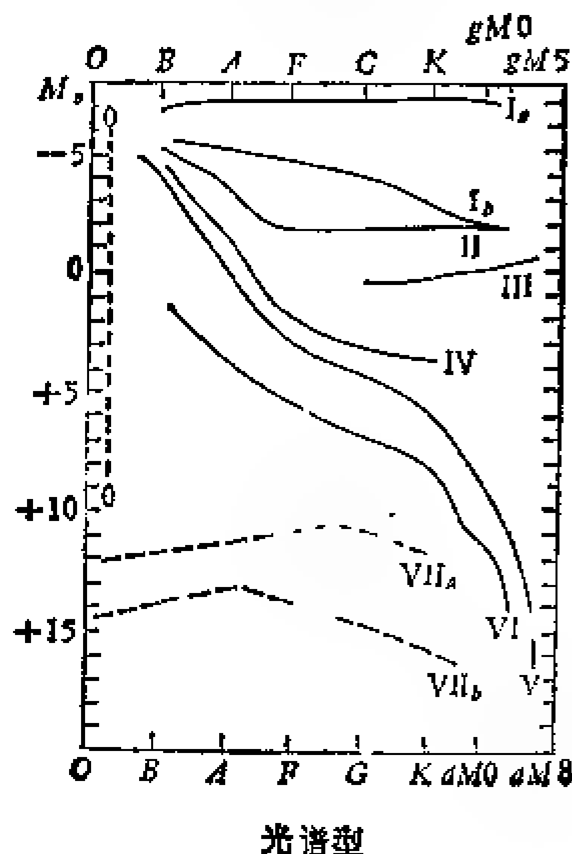


图 5.42　赫罗图.

的关系(即赫罗图)见图5 42. 当进一步细分时，则用罗马数字后面附加小写字母来区别. 如Ia——最亮的超巨星，Iab——亮超巨星，Ib —亮度较低的超巨星.

摩根-基南分类法是根据谱线成对出现的现象进行分类的，主要的成对谱线如表5.4所示.

表 5.4

光谱型	为定光谱型的成对谱线
O5↔O9	4471HeI/4541HeII
B0↔B1	4552SiIII/4089SiIV
B2↔B8	4128－30SiII/4121HeI
B8↔A2	4171HeI/4481MgII
	4026HeI/3934CaII
A2↔F5	4030－34MnI/4128－32
	4300CH/4385
F2↔K	4300(G谱带/4340H_γ)
F5↔G5	4045FeI/4.01H_δ
	4226CaI/4340H_γ
G5↔K0	4.44FeI/4101H_δ
K0↔K5	4226CaI/4325
	4290/4300
O ↔B3	4116－21SiIV，HeI/4144He
B0↔B5	3995NII/4009HeII
B1↔A5	巴耳末线翼
A5↔F0	4416/4481MgII
F.↔F8	4172/4226CaI
F2↔K5	4045－63FeI/4077SrII
	4226CaI/4077 SrII
G5 M	在4215埃附近
K3 M	4215'4260

在摩根-基南系统里，太阳的光谱型是G2V (即光谱型是G2，光度型是V)，到七十年代初，已作过摩根 基南分类的星仅二万余颗，从1967年开始，美国天文学家利用物端棱镜对HD星表中全部恒星进行摩根-基南系统的分类，完成后将使这元分类的星数达二十余万颗，在摩根 基南系统中"正常"恒星(即化学组成接近太

阳的恒星)的分类达到了最高精度.

在摩根-基南分类中，假设了恒星的化学组成是"正常"的，不正常的化学组成会影响光谱，故从六十年代开始，就有人研究以光谱型(即温度型)、光度型和丰度为参量的"三元分类". 例如，在星族Ⅰ的G和K型巨星中，金属含量比星族Ⅱ的星要高，判别这种差异的较好的判据是氰分子的吸收强度，故用附加符号CN和一个由3到−3(表示CN带从强到弱)的数字来表示. 如果CN的强度与正常星一样，则可省去这种符号，例如天龙座ε的光谱记为G7 IIIbCN-1，它表示天龙座ε星的光谱型为G7，光度级为$\mathrm{IV_b}$(即亮度较低的巨星)，CN-1则表示CN带比正常星的CN带稍低. 三元分类至今还没有形成完整的系统.

§5.6 天体视向速度的测定

根据物理学的多普勒原理，辐射源与观测者的相对运动会改变观测者所接受到的辐射波长. 辐射波长的变化$\Delta\lambda$，与辐射源相对于观测者视向运动的速度V有关:

$$\Delta\lambda=\frac{V}{c}\lambda, \tag{5.100}$$

式(5.100)中，c是光速，$\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$. λ为辐射源相对于观测者不动时的光波波长，λ'表示辐射源在视线方向有相对运动时被观测到的波长. 当辐射源远离观测者时，则$\Delta\lambda>0$，视向运动引起谱线向红端位移，V为正值. 当辐射源趋近观测者时，$\Delta\lambda<0$，谱线向紫端位移，V为负值.

实测工作就是利用上述多普勒原理，通过测量谱线的位移量来求视向速度. 对于在地球上的观测者所得到的测量结果，显然还必须改正地球的自转、公转和绕地月系质心运动的影响.

测量视向速度最常用的方法是在大型望远镜的卡焦或折轴焦面处，放置高分辨率的有缝摄谱仪，拍摄待测天体的光谱和比较光谱. 然后精确测量待测天体的谱线波长，将所测得的波长值与

该谱线波长的实验室结果进行比较，求得因视向运动而引起的波长变化 $\Delta\lambda$. 再利用式 (5.100) 即可求得天体的视向速度 V. 由于 V 与光速 c 相比非常小，因此它引起的谱线位移十分微小. 例如当 $V = 10$ 公里/秒，$\lambda = 4500$ 埃，若分光仪器的线色散度为每毫米 40 埃时，$\Delta\lambda = 0.15$ 埃，则相当于谱线在光谱上移动了 0.004 毫米. 因此只有精确测量谱线的波长，才能定出天体的视向速度. 一般情况下都是先用比长仪精确测定谱线的波长，再将结果与实验室波长比较得到 $\Delta\lambda$. 这种方法的精度一般为几公里/秒，最高可达 ± 0.07 公里/秒，缺点是效率低，极限星等低. 到 1950 年为止，用这种方法已测量了 15107 颗恒星、银河星云和球状星团的视向速度.

测定天体视向速度除上述经典方法外，还有其它方法[1]. 1953 年法国天文学家费伦巴赫设计了一种直视物端棱镜，它由两块冕牌玻璃棱镜和一块火石玻璃棱镜组成，这种物端棱镜对特定波长不产生偏折，从而成功地解决了物端棱镜的定标问题. 故可使用直视物端棱镜，让其绕光轴旋转 180°，在同一张底片上拍摄同一天区正反两列光谱，亦可求得视向速度，其精度达几公里/秒. 这种方法的优点是可以同时拍摄大片天区中许多天体的光谱，且可提高极限星等. 近年来，在大望远镜主焦面或卡焦面前加非物端光栅（所谓非物端光栅即指置于大望远镜中焦面不远的会聚光束中的定向光栅），可用零级光谱定标来测量视向速度，效果很好. 此外，对晚于 F 型的恒星，可用光电视向速度仪测量晚型星公有吸收线系整体相对位移来确定相对视向速度. 七十年代，谢尔柯夫斯基用偏振方法，即在星光光路中引入一偏振度随波长而变的偏振器件，把多普勒频移的测量转变为偏振角的测量. 用这种方法，可测量暗弱天体的视向速度，精度为 10 米/秒.

利用上述方法求得的视向速度还必须作改正. 因为一般观测

---

1) 参阅 K. A. Strand, Basic Astronomical Data, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1963.

是在地面上进行的，地球的自转、公转和绕地月系质心的运动，都直接影响速度的观测结果． 设 V 为观测到的视向速度，V_r 为真视向速度，v_a，v_d，v_m 分别为由于地球公转、自转及绕地月系统质心运动而产生的附加视向速度．

$$V_r = V + (v_a + v_d + v_m), \tag{5.101}$$

一、地球公转改正

地球由于绕太阳运动，地面上的观测者将周期性地趋近或远离天体，故观测到的视向速度对其平均值而言，可能有 ±30 公里/秒的偏离．

为了避免这一偏离，应当把天体对地球的视向速度归算为对太阳的视向速度． 在图 5.43 中，地球 T 在绕日运动轨道上某一点，它具有速度 V_a． 天体 S 对地球的视向速度为 V，对太阳的视向速度为 v_1（此处 $V = Sc$，$v_1 = SB$），V_a 在地球到天体 S 方向的投影为 v_a，因此 $v_1 = V + v_a$．

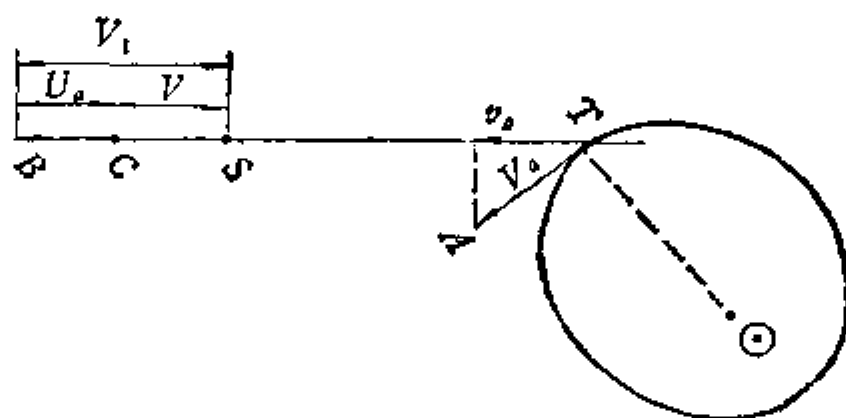


图 5.43 地球公转对视向速度影响示意图.

在图 5.44 中，♈T⊙ 所在平面为黄道面，K 为黄极，T♈是地球到春分点方向，T⊙ 为地球到太阳方向． S' 是天体 S 在黄道面上的投影．V_a 是地球公转速度． 地球对太阳运动轨道是一椭圆，因此，V_a 和 T⊙的夹角不是 90°，而是 $(90° + i)$． TS 是地球到天体的方向，TD 是 V_a 在 TS' 上的投影，$TE(= v_a)$ 是 TD 在 TS 上的投影． 设 λ 和 β 是天体的黄经和黄纬，⊙是太阳黄经，则

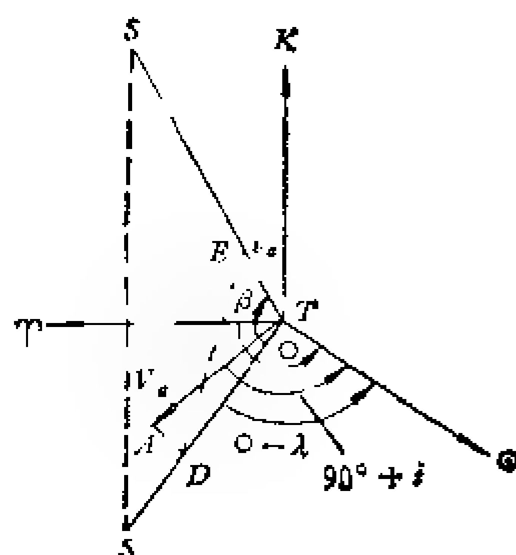


图 5.44 地球公转速度和视向速度关系.

由图可知:

$$v_a = TD\cos\beta = V_a\cos\widehat{ATD}\cos\beta$$

表 5.5 地球公转速度表

⊙	V_a (公里/秒)	i	⊙	V_a (公里/秒)	i
0°	29.9	+56	180°	29.7	−57′
10°	29.8	+57	190°	29.8	−58′
20°	29.7	+5[illegible]′	200°	29.8	−57′
30°	29.6	+55′	210°	29.9	−54′
40°	29.5	+51′	220°	30.0	−50′
50°	29.5	+45	230°	30.1	−44′
60°	29.4	+38′	240°	30.1	−37′
70°	29.3	+30	250°	30.2	−29′
80°	29.3	+21′	260°	30.2	−20′
90°	29.3	+11′	270°	30.3	−11′
100°	29.3	+1′	280°	30.3	−1′
110°	29.2	−9′	290°	30.3	+9
120°	29.3	−19	300°	30.2	+13
130°	29.3	−28′	310°	30.2	+27
140°	29.4	−36	320°	30.2	+36′
150°	29.4	−44′	330°	30.1	+43′
160°	29.5	−50	340°	30.0	+49′
170°	29.6	−54	350°	29.9	+53′

$$= V_a \cos[90° + i - (\odot - \lambda)] \cos\beta$$
$$= -V_a \sin(\lambda - \odot + i) \cos\beta, \qquad (5.102)$$

表 5.5 列出了在不同太阳黄经⊙时的 V_a 和 i 值．于是可利用式(5.102)计算某一天体的视向速度因地球公转影响的改正值 v_a.

二、地球自转改正

地球的自转速度对天体的视向速度也有影响．为了获得天体对太阳的准确视向速度，这一影响必须消除．以 R 表示地球半径，τ 表示平太阳日的秒数，$\frac{2\pi R}{\tau}$ 表示地球赤道上一点的运动速度，则在地球上纬度为 φ 的地方的自转速度 V_d（公里/秒）为

$$V_d = \frac{2\pi R}{\tau} \cos\varphi \approx 0.47 \cos\varphi, \qquad (5.103)$$

在地球任何地方自转速度的方向是指向该处的东点．在图 5.45 中，P 是北天极，QOE 是地球赤道面，$\widehat{PQ}$ 是子午圈，S' 为天体 S 在赤道上的投影．显然，V_d 在 OE 方向（E 是东点）．欲求地球自转速度对视向速度的改正，即将 V_d 投影在 OS 方向，因此关键

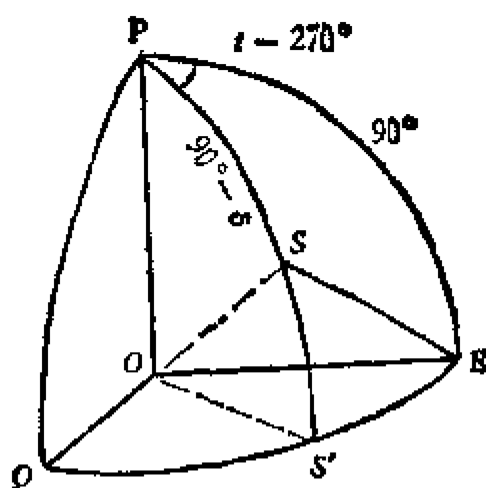


图 5.45　地球自转与视向速度关系图

是计算 $\cos\widehat{SOE}$，设 t 为天体的时角，δ 是天体的赤纬，由球面三角形 PES 可得

$$\cos\widehat{SOE} = \cos\widehat{SE}$$

$$= \sin 90^\circ \sin(90^\circ - \delta)\cos(t - 270^\circ)$$
$$= -\cos\delta \sin t,$$

故

$$v_d = V_d \cos\widehat{SOE} = -V_d \cos\delta \sin t, \tag{5.104}$$

将式(5.103)代入式(5.104)，得

$$v_d = -0.47\cos\varphi \sin t \cos\delta, \tag{5.105}$$

三、地月系转动改正

地球和月球绕它们的质量中心而旋转着，地球的这种运动对天体视向速度也有影响。设月球公转速度为 V_e，地球对地月系质心运动速度为 V_m，月球的质量为地球的1/81.70，由动量守恒定律，得

$$V_m = \frac{1}{81.70} V_e, \tag{5.106}$$

假设月球的圆形轨道的半径为地球半径 R 的 60.27 倍，月球的公转周期为 27.39659 平太阳日，则

$$V_e = \frac{2\pi \times 60.27R}{27.39659\tau} \text{公里/秒},$$

此处 τ 为一平太阳日的秒数，将 V_e 值代入式(5.106)得

$$V_m = \frac{1}{81.70} \cdot \frac{60.27}{27.39659} \cdot \frac{2\pi R}{\tau}, \tag{5.107}$$

不难看出 $2\pi R/\tau$ 为地球赤道上一点的自转速度。经过运算，可得

$$V_m = 0.0124 \text{ 公里/秒}。 \tag{5.108}$$

为计算 V_m 对天体视向速度的影响，要把 V_m 投影在“只有”公转的地球到天体 S 的方向上。因为白道和黄道交角只有 5°9′，在计算过程中可以把月球看作在黄道上运动。在图 5.46 中，原点 O 为地球，$O☾$ 是地月方向。假如在某一瞬间，月球的黄经为 ☾，天体 S 的黄经和黄纬为 λ 和 β，则可求出 V_m 在 OS 方向的投影 OE，OE 即地月系转动改正 v_m，已知 V_m 垂直于 $O☾$，因此有

$$v_m = OF\cos\beta = V_m \cos\widehat{AOF}\cos\beta$$

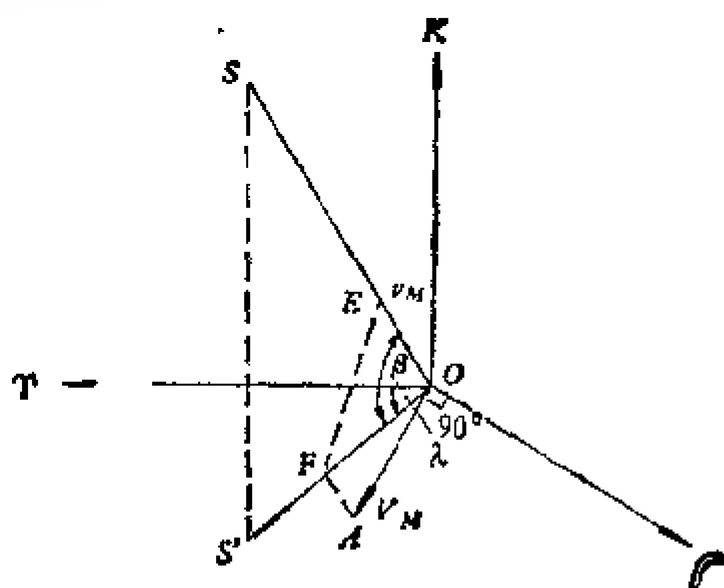


图 5.46 地球绕地月系质心运动对视向速度的影响.

$$= V_m \cos(☾ - 90^\circ - \lambda)\cos\beta$$

$$= -V_m \sin(\lambda - ☾)\cos\beta, \qquad (5.109)$$

经地球公转、自转及地月系运动改正后，天体的视向速度为

$$V_r = V - V_a \sin(\lambda - \odot + i)\cos\beta$$
$$- 0.47\cos\varphi \sin t \cos\delta - V_m \sin(\lambda - ☾)\cos\beta, \qquad (5.110)$$

测定视向速度的误差在很大程度上取决于光谱的色散度、所研究波段内谱线的数目以及谱线的性质(主要是它漫锐的程度)。此外，还与观测者本身的经验及所用的仪器有关，所以各天文台、站测得的视向速度不但包含偶然误差，还包含系统误差，可根据具体的观测条件，对所得的视向速度进行加权平均，定出所谓标准视向速度，然后再与之比较. 这一工作由国际天文协会 (I.A.U) 视向速度委员会所完成，称为 I.A.U 系统.

参 考 文 献

[1] D. F. 格雷著，黄磷等译，恒星光球的观测和分析，科学出版社，1981.
[2] Methods of Experimental Physics Vol. 12, Part A (Edited by N. Caleton), Academic Press, 1974.
[3] 戴文赛等编，天体物理学方法，科学出版社，1960.

第六章　天体偏振测量

§6.1　引　　言

在天体光度测量和天体分光测量两章中，讨论了如何测量天体辐射强度和研究天体辐射强度随波长的变化．但仅仅作这两方面的研究，还不能详尽了解天体辐射的信息，这是因为除强度和频率特性外，电磁辐射还有一重要的偏振特性．所谓偏振，即指当沿波传播方向观看时，在波前平面内，电磁波振动矢量(通常指电场矢量）的端点沿确定轨迹运动的现象．电矢量振动限于某一固定方向的称为线偏振波[1]；若电矢量端点作圆形旋转，称为圆偏振波；电矢量端点轨迹是椭圆的称为椭圆偏振波；若该端点作随机运动，即具有各种可能振动方向的波称为非偏振波，在光学波段则称为自然光．兼有偏振和非偏振波的辐射称为部分偏振辐射，如部分线偏振，部分圆偏振和部分椭圆偏振．

1）有的书上称为平面偏振波，把振动方向和传播方向决定的平面称为振动面，而通过传播方向并与振动面垂直的平面叫做偏振面．这种平面偏振光的说法容易引起混淆，例如图 6.1 所示的两种不同振动方向的偏振波具有相同的偏振面．故近代只用线偏振波的说法．

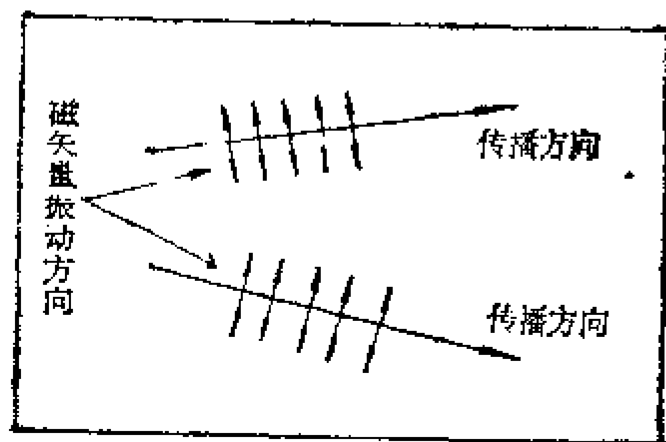


图　6.1

早在 1811 年法国科学家阿喇果（D. F. Arago）就发现了月面反射的太阳光是部分线偏振光．此后，陆续发现行星的辐射，日冕、黄道光、蟹状星云的辐射也是偏振的．1948 年前后，霍尔（J. S. Hall）和希特勒（W. A. Hiltner）对恒星所作偏振测量表明：大多数远距离恒星的辐射是部分线偏振的，银纬低的恒星在垂直于银河旋臂的方向上偏振度较大．

产生天体辐射偏振的原因很多，这些原因大致有

1．固体表面反射，如月球、火星、水星和小行星表面对光的反射产生偏振现象；

2．微粒散射，如恒星辐射受星际尘埃散射产生偏振，又如黄道光、彗星中尘埃散射光，以及金星大气中水滴散射光，木星、反射星云、晚型星的大气和旋涡星系的辐射等；

3．分子散射(即瑞利散射)，如木星和其它外行星以及金星大气散射光，晚型星的大气中也有可能出现分子散射；

4．自由电子散射(即汤姆逊散射)，日冕和早型星外壳辐射即属此类；

5．汉克效应，即磁场中束缚电子的共振散射，色球和日冕中发射线的线偏振就是由这种效应产生的；

6．塞曼效应，如黑子和磁星光谱线的圆偏振和线偏振，白矮星辐射的圆偏振和线偏振，星际介质中的分子和中性氢的射电频率发射线；

7．回旋共振辐射(又称磁轫致辐射)，如色球和日冕辐射中的情形；

8．同步加速辐射．在某些情形下也可能是逆康普顿散射或电子同步加速辐射产生的．如木星的分米波辐射，蟹状星云、脉冲星、银河背景辐射，射电星系、类星射电源的辐射．

由此可见，测量天体辐射的偏振状态，能为了解天体的物理状况、研究天体辐射机制和天体辐射经过的介质特性提供极有用的资料．例如，由日冕的偏振测量可以求出日冕内电子密度和温度分布；观测塞曼效应产生的偏振用以确定天体磁场；由恒星辐射的

偏振资料可以推算星际磁场；观测行星大气散射光的偏振能得知行星大气组成的情况等等。

§6.2　偏振光的描述

在讨论偏振光的分析和测量方法之前，必须了解如何描述偏振光。有许多种描述偏振光的方法，兹选几种主要的分述如下。

一、经典方法

以简单波为例。一个光子发出的简谐波称为简单波。它的电矢量在和波传播方向垂直的平面(波前平面)内振动，这种振动可分解为任意两相互垂直的分量。一般，在波前平面内这样选取直角坐标的 x 轴和 y 轴，使当沿传播方向 (z 轴)观看时，从 x 轴到 y 轴为顺时针方向。结合天文观测的具体情况，令 x 轴位于赤道坐标系的子午平面内，指北为正，y 轴指东为正。沿 x 轴和 y 轴的振动方程式可写为

$$E_x = X\sin(\omega t - \varepsilon_x),$$
$$E_y = Y\sin(\omega t - \varepsilon_y), \tag{6.1}$$

其中 X 和 Y 为振幅，ω 为角频率，ε_x，ε_y 为分振动的初始位相角。设 X，Y，ε_x，ε_y 都是与时间无关的常数，从式(6.1)消去 t，并令 $\delta = \varepsilon_x - \varepsilon_y$，得到电矢量端点的轨迹方程：

$$\frac{E_x^2}{X^2} + \frac{E_y^2}{Y^2} - 2\frac{E_xE_y}{XY}\cos\delta = \sin^2\delta. \tag{6.2}$$

在 $\delta \neq m\pi(m = 0, \pm1, \pm2, \cdots)$ 的最一般情形下，方程(6.2)是一个椭圆方程，即电矢量端点在波前平面内的投影为椭圆。它在空间沿着绕在椭圆柱体上的螺线运动，这是椭圆偏振波。当 $-\pi < \delta < 0$ 时，电矢量反时针方向运动，定义为左旋偏振；当 $0 < \delta < \pi$ 时，电矢量顺时针方向运动，定义为右旋偏振。

若 $\delta = m\pi(m = 0, \pm1, \pm2, \cdots)$，椭圆蜕变为一对直线，即为线偏振波。

若 $\delta = \frac{2m \pm 1}{2}\pi(m = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots)$,且 $X = Y$ 时，椭圆变为圆,即为圆偏振波。

由上述可见，简单波是偏振波，它的最一般情形是椭圆偏振波，振幅 X/Y 和位相角 δ 决定了偏振的特征。用 X, Y, δ 即可充分描述该偏振波。

或者以椭圆的轴为坐标系 (ξ, η)，见图 6.2，设椭圆长轴的方位角为 φ_0（自 x 轴起向东计量为正），椭圆的椭率为 β，作变换：

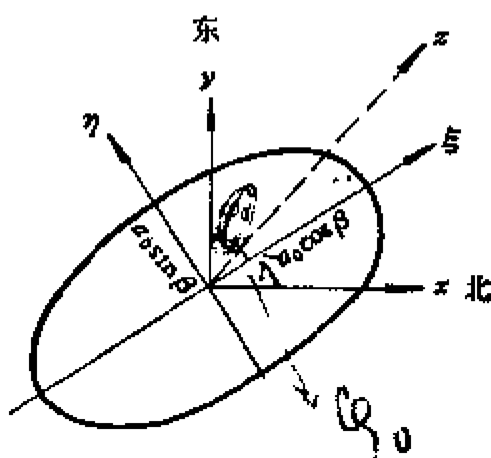


图 6.2 椭圆偏振波方位角、椭率的定义.

$$
\begin{aligned}
E_x &= E_\xi \cos\varphi_0 - E_\eta \sin\varphi_0, \\
E_y &= E_\xi \sin\varphi_0 + E_\eta \cos\varphi_0,
\end{aligned}
\tag{6.3}
$$

变换时令

$$
\begin{aligned}
X &= a_0(\cos^2\beta\cos^2\varphi_0 + \sin^2\beta\sin^2\varphi_0)^{1/2}, \\
Y &= a_0(\cos^2\beta\sin^2\varphi_0 + \sin^2\beta\cos^2\varphi_0)^{1/2}, \\
\operatorname{tg}\varepsilon_x &= \operatorname{tg}\beta\operatorname{tg}\varphi_0, \\
\operatorname{tg}\varepsilon_y &= -\operatorname{tg}\beta\operatorname{ctg}\varphi_0,
\end{aligned}
\tag{6.4}
$$

则振动方程 (6.1) 化为

$$
\begin{aligned}
E_\xi &= a_0\cos\beta\sin\omega t, \\
E_\eta &= a_0\sin\beta\cos\omega t,
\end{aligned}
\tag{6.5}
$$

椭圆方程 (6.2) 化为

$$
\frac{E_\xi^2}{a_0^2\cos^2\beta} + \frac{E_\eta^2}{a_0^2\sin^2\beta} = 1, \tag{6.6}
$$

这里 a_0 正比于电矢量的平均振幅，它的平方等于光束的强度。

由式(6.6)知，简单波的偏振状态也可用平均振幅 a_0，代表椭率的角 β 和方位角 φ_0 来描述.

在射电天文的研究中，有时用长、短轴之比 ρ 代替 β，$\rho=|\mathrm{tg}\,\beta|$ 称为轴比.

二、斯托克斯参数描述法

上述描写偏振光的参数中，或者是振幅和位相角，或者是椭率和方位角，它们的量纲彼此不同，用来讨论偏振辐射经过介质后偏振状态发生的变化时，非常不方便，有时甚至复杂得无法解决. 1852 年英国物理学家斯托克斯 (George G. Stokes) 提出用四个参数来描述偏振光，人们称之为斯托克斯参数.

(一) 简单波的斯托克斯参数

对于简单波，斯托克斯参数定义为

$$
\begin{aligned}
I &= X^2 + Y^2,\\
Q &= X^2 - Y^2,\\
U &= 2XY\cos\delta,\\
V &= 2XY\sin\delta,
\end{aligned}
\tag{6.7}
$$

或者由椭圆的几何参数定义为

$$
\begin{aligned}
I &= a_0^2,\\
Q &= a_0^2\cos 2\beta\cos 2\varphi_0,\\
U &= a_0^2\cos 2\beta\sin 2\varphi_0,\\
V &= a_0^2\sin 2\beta,
\end{aligned}
\tag{6.8}
$$

这里，参数 I 是偏振辐射的总强度，Q 代表水平方向偏振分量的强度，U 代表方位角为 45° 方向上偏振分量的强度，V 为圆偏振成分的强度，都具有强度的量纲，用来处理问题比较方便. 所以，实际工作中广泛应用斯托克斯参数讨论偏振辐射问题.

对于简单波，显然有

$$
I^2 = Q^2 + U^2 + V^2, \tag{6.9}
$$

即只有三个斯托克斯参数是独立的. 可以写为 $Q/\sqrt{Q^2+U^2+V^2}$,

$U/\sqrt{Q^2+U^2+V^2}$，$V/\sqrt{Q^2+U^2+V^2}$. 若已知一组参数 Q，U，V，简单波的偏振状态就完全确定. 从式 (6.9) 可以确定其强度，从下列公式可确定椭率和椭圆主轴的方向：

$$\sin 2\beta = \frac{V}{\sqrt{Q^2+U^2+V^2}},$$
$$\operatorname{tg} 2\varphi_0 = U/Q. \tag{6.10}$$

由式 (6.10) 知：

若 $V=0$，则 $\beta=0$，即椭率为 0，是线偏振.

若 $Q=U=0$，由式 (6.7) 得 $X=Y$，$\cos\delta=0$，此即圆偏振光，$V>0$ 为右旋，$V<0$ 为左旋.

斯托克斯参数为 Q/I，U/I，V/I 和 $-Q/I$，$-U/I$，$-V/I$ 的两束光，按式 (6.7) 和 (6.10) 知它们是主轴互相正交，椭率相同，即椭圆形状一样但电矢量旋转方向相反的二束椭圆偏振光，见图 6.3.

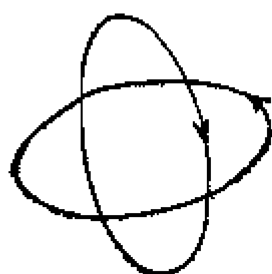


图 6.3 表征偏振光 $\{I, Q, U, V\}$ 和 $\{I, -Q, -U, -V\}$ 的二正交椭圆.

(二) 实际偏振波的斯托克斯参数

实际观测到的辐射是大量彼此独立的原子发出的. 就某一个原子而论，它发出大量持续时间为 10^{-8} 秒的简单波，它们的振幅和位相并不如前面讨论中所假设的那样是不随时间而变的常数，而是不断地变化的. 故实际辐射是大量简单波的叠加. 观测到的振幅和位相是这些量在观测时间内的平均值. 斯托克斯参数的定义应为

$$\begin{aligned} I &= \langle X^2+Y^2\rangle, \\ Q &= \langle X^2-Y^2\rangle, \\ U &= 2\langle XY\cos\delta\rangle, \\ V &= 2\langle XY\sin\delta\rangle, \end{aligned} \tag{6.11}$$

括号〈〉表示对时间的平均.

如果这些简单波彼此完全独立、互不相干，即具有各种可能的位相差和振动方向，这是自然光的情形，则显然 $\langle XY\cos\delta\rangle = \langle XY\sin\delta\rangle = 0$, $\langle X^2 - Y^2\rangle = 0$. 于是 $Q = U = V = 0$ 为表征自然光的必要和充分的条件.

如果这些简单波的振幅和位相虽然变化，但却保持其振幅比 X/Y 和位相差 δ 是常数,那么式(6.11)成为

$$\begin{aligned} I &= \langle X^2 + Y^2\rangle, \\ Q &= \langle X^2 - Y^2\rangle, \\ U &= 2\langle XY\rangle\cos\delta, \\ V &= 2\langle XY\rangle\sin\delta. \end{aligned} \tag{6.12}$$

此式与式(6.7)类似,若把式(6.7)中的振幅理解为对时间的平均值就是式(6.12). 这说明式(6.12)代表类似简单波的完全偏振光. 对于它,式(6.9)仍成立.

如果仅是一部分简单波的振幅比和位相差为常数,那么,合成振动主要偏于某一方向,这就是部分偏振光,是偏振辐射的最常见情况. 可以证明,对式(6.11)定义的斯托克斯参数有

$$I^2 \geqslant Q^2 + U^2 + V^2,$$

即总辐射强度除包括偏振部分的辐射强度 I_p 外,还有非偏振部分的强度(设为 I_e), $I = I_p + I_e$. 为此,引入偏振度 p_E 描述部分偏振光,它等于偏振部分的强度占总强度的百分比:

$$p_E = \frac{I_p}{I_p + I_e} = \frac{I_p}{I}. \tag{6.13}$$

因此，需要用四个参数来描述实际偏振辐射的偏振状态(总强度、偏振度、偏振方向的方位角、椭率),容易知道描述它的四个斯托克斯参数为

$$\begin{aligned} I &= I, \\ Q &= Ip_E\cos 2\beta\cos 2\varphi_0, \\ U &= Ip_E\cos 2\beta\sin 2\varphi_0, \\ V &= Ip_E\sin 2\beta. \end{aligned} \tag{6.14}$$

它们和偏振度、偏振方向的方位角、椭率间的关系由下列公式确定

$$p_E = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}/I,$$
$$\operatorname{tg} 2\varphi_0 = U/Q, \tag{6.15}$$
$$\sin 2\beta = V/(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}.$$

斯托克斯参数常以矢量 $\{I, Q, U, V\}$ 表示，或用归一化的矢量$\{1, Q/I, U/I, V/I\}$表示. 表 6.1 列出一些偏振状态和相应的斯托克斯参数. 斯托克斯曾指出：对于具有相同斯托克斯参数的偏振辐射,用任何仪器都不能发现它们的偏振状态有何不同.

(三) 斯托克斯参数的性质

1．由若干偏振状态的光混合而成的偏振光,其斯托克斯参数等于各组成光束的斯托克斯参数之和,即

$$I = \sum_1^n I_i,$$

$$Q = \sum_1^n Q_i = \sum_1^n I_i \cos 2\beta_i \cos 2\varphi_{0i},$$

$$U = \sum_1^n U_i = \sum_1^n I_i \cos 2\beta_i \sin 2\varphi_{0i}, \tag{6.16}$$

$$V = \sum_1^n V_i = \sum_1^n I_i \sin 2\beta_i.$$

由此可得出：强度为 I 的自然光可看作是两束强度相等、不相干的反向偏振光 $\left\{\frac{1}{2}I, Q, U, V\right\}$ 和 $\left\{\frac{1}{2}I, -Q, -U, -V\right\}$ 的混合;任意偏振光 $\{I, Q, U, V\}$ 可分为一束自然光 $\{I-(Q^2+U^2+V^2)^{1/2}, 0, 0, 0\}$ 和一束完全椭圆偏振光 $\{(Q^2+U^2+V^2)^{1/2}, Q, U, V\}$,或者分为一束自然光 $\{I-(Q^2+U^2+V^2)^{1/2}-|V|, 0, 0, 0\}$ 和一束完全线偏振光 $\{(Q^2+U^2+V^2)^{1/2}, Q, U, 0\}$ 以及一束完全圆偏振光 $\{|V|, 0, 0, V\}$.

斯托克斯参数的这种可相加性，对于恒星天文学中的统计研究非常有利.

2．当坐标系旋转一角度 ϕ 时，斯托克斯参数 I, V 和 Q^2+V^2

表 6.1　一些偏振状态和对应的斯托克斯参数

偏振形式					归一化的斯托克斯参数
截面图	φ_0	β	X/Y	δ	$\{I, Q, U, V\}$
	0	0	0	—	$\{1, 1, 0, 0\}$
	90°	0	∞	—	$\{1, -1, 0, 0\}$
	45°	0	1	0	$\{1, 0, 1, 0\}$
	45°	0	1	±180	$\{1, 0, -1, 0\}$
任意方向的线偏振	α	0	任意正数	0，或180°	$\{1, \cos 2\alpha, \sin 2\alpha, 0\}$
		1，右旋，	1	90°	$\{1, 0, 0, 1\}$
	—	1，左旋，	1	−90°	$\{1, 0, 0, -1\}$
	0	$\frac{1}{2}$，右旋，	$\frac{1}{2}$	90°	$\{1, 0.6, 0, 0.8\}$
	90°	$\frac{1}{2}$，右旋，	$\frac{1}{2}$	90°	$\{1, -0.6, 0, 0.8\}$
任意椭圆偏振波					$\{1, \cos 2\beta \cos 2\varphi_0, \cos 2\beta \sin 2\varphi_0, \sin 2\beta\}$
具有椭圆偏振成分的部分偏振波					$\frac{1}{\langle X^2+Y^2\rangle}\{\langle X^2+Y^2\rangle, \langle X^2-Y^2\rangle, \langle 2XY\cos\delta\rangle, \langle 2XY\sin\delta\rangle\}$
非偏振波					$\{1, 0, 0, 0\}$

保持不变，只是 Q，U 发生变化，这一性质容易从式(6.8)直接以 $\varphi_0-\psi$ 代替 φ_0 导出．由此容易得出，经坐标轴旋转角度 ψ 后，新的斯托克斯参数为

$$
\begin{Bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\ 0 & -\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{Bmatrix}, \tag{6.17}
$$

即当坐标轴旋转一角度 ψ 时，新的斯托克斯矢量等于矩阵

$$
\begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\ 0 & -\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \tag{6.18}
$$

和原来的斯托克斯矢量的乘积．矩阵(6.18)在计算旋转偏振器件的作用时很有用．

3．偏振辐射经过任何光学仪器后，描述新的偏振状态的斯托克斯参数是原斯托克斯参数作某种线性变换的结果．此线性变换仅与光学仪器有关．这一点将在下面详细叙述．斯托克斯参数的最大优点即在于此．它使得能够较方便地计算偏振光经过一系列光学仪器后偏振状态的变化．

三、彭加莱球

大约在1892年彭加莱(Henri Poincare)提出用球面上的点来描述偏振光的状态．球的半径为1(或正比于光强)，球上经度当从北点向下观看时，沿赤道计量顺时针方向为正，纬度从赤道向南半球计量为正．这个球称为彭加莱球．由式(6.8)，并对照球面三角公式可知，参数为 $\{I, Q, U, V\}$ 的完全偏振光对应于球面上经度为 $2\varphi_0$，纬度为 2β 的一点 P，见图6.4．在球的上下两极，$2\beta=\mp 90°$，则 $Q=U=0$，故它们分别表示左旋和右旋圆偏振；而赤道上的点对应 V 等于零，表示线偏振，若任选定赤道上一点 H 代表水平方向的线偏振，则通过该点的球直径的另一端 V 代表垂

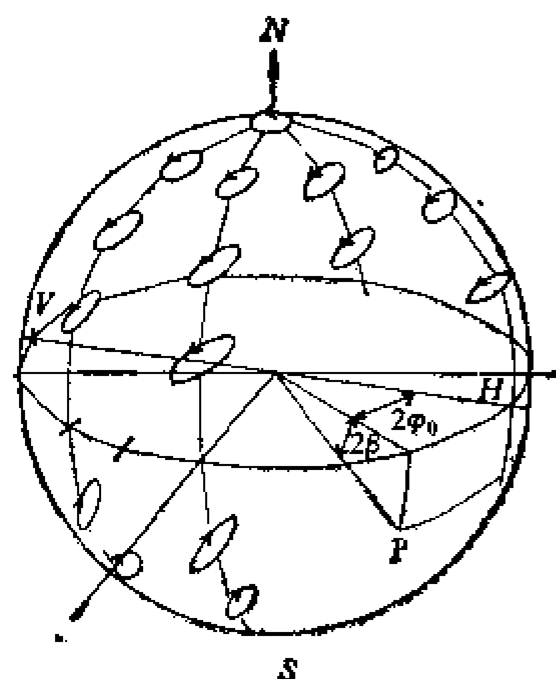


图6.4 彭加莱球．

直方向线偏振；在上半球上的点代表左旋椭圆偏振，下半球上的点代表右旋椭圆偏振，点的经度和纬度分别等于偏振椭圆长轴的方位角（主偏振方向的方位角）和椭率的二倍。

彭加莱球主要用于求偏振光束经过偏振器件时的效应。方法如下：令彭加莱球绕某轴 OR 顺时针旋转一球面角 $\angle PRP'$（见图6.5），则描述入射光偏振形式的点 P 在球上到达的新位置 P' 就是表征出射光偏振状态的点。OR 的方向和球面角 $\angle PRP'$ 的大小决定于所用的偏振器件。这种方法把复杂的计算转换为球的旋转。对于定性讨论特别方便。关于彭加莱球的应用，将在§6.3中更详细地介绍。

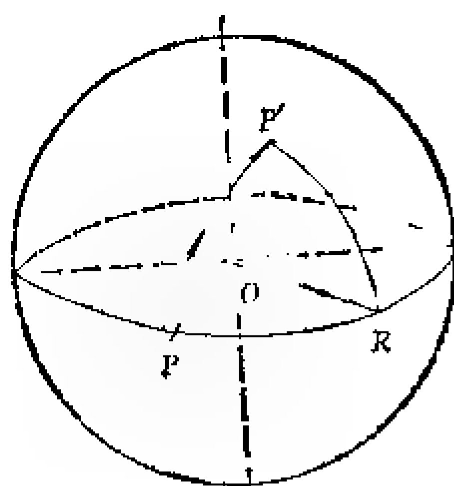


图 6.5　彭加莱球的应用.

§6.3　分析偏振光的器件

一、偏振器的基本性质和缪勒矩阵

偏振器是这样一种仪器，自然光经过它之后能成为显著偏振的光。产生线偏振光的称为线偏振器，如偏振片、尼科耳棱镜等；产生圆偏振或椭圆偏振光的称为圆偏振器或椭圆偏振器。当某偏振器件被用作产生偏振光的仪器时，称为起偏振器，或简称偏振器，当用它来分析或检测偏振光是否存在、属何种类型时，则称它为检偏振器或偏振光分析器。

(一) 缪勒矩阵

一般多采用线性光学器件，它只对光产生线性效应，即简单波经过该光学器件后仍为简单波。设入射波的两振动分量为 E_x 和 E_y，出射波的是 E'_x 和 E'_y。它们之间应有下列线性关系：

$$
\begin{aligned}
E'_x &= A_2E_x + A_3E_y, \\
E'_y &= A_4E_y + A_1E_x,
\end{aligned}
\tag{6.19}
$$

其中 A_1，A_2，A_3，A_4 为表征该光学器件性能的常数，一般是复数，因为仪器对光的振幅和位相都可能有影响。只要知道偏振器的常数 $A_1, \cdots, A_4$，按公式 (6.19) 和定义 (6.7) 便可计算出射波的斯托克斯矢量 $\{I', Q', U', V'\}$，从而得知出射波的偏振性质。但这种计算常常很复杂。1940 年缪勒 (Hans Muller) 提出一种矩阵算法，他求得斯托克斯参数为 $\{I, Q, U, V\}$ 的光与一光学器件相遇后，出射光的斯托克斯参数 $\{I', Q', U', V'\}$ 的表达式为

$$
\{I', Q', U', V'\} = [M] \cdot \{I, Q, U, V\}. \tag{6.20}
$$

这里，$[M]$ 是包含四行四列共 16 个实系数的矩阵，称为缪勒矩阵。矩阵中的系数决定于光学仪器的性能，和入射光的偏振特性无关。也就是说，经过光学仪器后，出射波的斯托克斯矢量等于该器件的缪勒矩阵和入射波斯托克斯矢量的乘积。

若辐射依次经过 n 种光学装置，它们的缪勒矩阵分别为 $[M_1]$，$[M_2]$，$[M_3]$，$\cdots[M_n]$，那么

$$
\{I', Q', U', V'\} = [M_n][M_{n-1}]\cdots[M_1]\{I, Q, U, V\}, \tag{6.21}
$$

入射光的矢量 $\{I, Q, U, V\}$ 写在右边，光束最后遇到的器件的缪勒矩阵写在最左边。式 (6.21) 的运算完全遵守矩阵代数的运算法则。应用式 (6.21) 能明确有序地计算经过若干偏振器件后出射波的斯托克斯参数 $\{I', Q', U', V'\}$。

偏振器件的缪勒矩阵，不是从光的电磁理论或任何其它理论推出来的，而是在实验的基础上归纳得出的。例如，理想的线偏振

器只透过沿其光轴方向(设为 x 轴)的振动，完全不透过垂直于光轴的振动，即 $E'_x = E_x$，$E'_y = 0$。不难看出，理想线偏振器的缪勒矩阵为

$$
\begin{Bmatrix}
\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\
\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0
\end{Bmatrix}. \tag{6.22}
$$

若理想线偏振器的光轴和入射偏振光的振动方向交角 ψ。可考虑先将坐标轴旋转 ψ 角，使成为交角等于零的情况，便可应用式(6.22)，然后再将坐标系转 $-\psi$ 角，得到出射光的斯托克斯参数。由坐标系旋转的公式(6.18)，可推得光轴交角为 ψ 的理想线偏振器的缪勒矩阵为

$$
\begin{Bmatrix}
1 & 0 & 0 & 0 \\
0 & \cos 2(-\psi) & \sin 2(-\psi) & 0 \\
0 & -\sin 2(-\psi) & \cos 2(-\psi) & 0 \\
0 & 0 & 0 & 1
\end{Bmatrix}
\cdot
\begin{Bmatrix}
\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\
\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0
\end{Bmatrix}
$$

$$
\cdot
\begin{Bmatrix}
1 & 0 & 0 & 0 \\
0 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\
0 & \sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\
0 & 0 & 0 & 1
\end{Bmatrix}
$$

$$
= \frac{1}{2}
\begin{Bmatrix}
1 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\
\cos 2\psi & \cos^2 2\psi & \cos 2\psi \sin 2\psi & 0 \\
\sin 2\psi & \cos 2\psi \sin 2\psi & \sin^2 2\psi & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0
\end{Bmatrix}. \tag{6.23}
$$

本书最后附录十五中列出了常用偏振器的缪勒矩阵。

（二）偏振器的基本性质

天文偏振测量中经常采用线偏振器，它的偏振作用已如上述缪勒矩阵表示．实用上，还以透射率、消光比、偏振度等指标描述其光学性能之优劣．兹分述如下：

1. 透射率 T．设偏振器位于线偏振光束中，令它绕平行于光束的轴旋转，出射光的强度会随之变化，当偏振器的光轴转到和入射线偏振光的振动方向一致时，透射率达到极大值 k_1，而转到两者互相垂直时，达到最小透射率 k_2；当两者交角 ψ 时，透射率为

$$T = (k_1 - k_2)\cos^2\psi + k_2. \tag{6.24}$$

若偏振器位于非偏振光中，透射率为

$$T = \frac{1}{2}(k_1 + k_2).$$

理想线偏振器 $k_1 = 1$，$k_2 = 0$，对自然光的透射率为 50%．实际情况下 $k_1 < 1$，$k_2 \neq 0$，$T < 50\%$．

2. 消光比 x，定义 $x = k_2/k_1$．只有那些 $x \leqslant 10^{-3}$ 的偏振器才称得上是优质的．

3. 偏振度 P_0，又称为起偏振本领，它是指自然光通过该偏振器后出射光的偏振度．容易证明

$$P_0 = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}. \tag{6.25}$$

注意，P_0 是表征偏振器特性的量，和代表偏振辐射的偏振度是不同的．

P_0 可用实验方法测定．用一块与待测偏振器完全相同的偏振器，先令它们的光轴彼此平行，对自然光源测量其透射系数，设为 $T_{/\!/}$；再令它们的光轴互相正交，测量其透射系数，设为 $T_\perp$．不难证明

$$\begin{aligned} T_{/\!/} &= \frac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2), \\ T_\perp &= \frac{1}{2}k_1k_2, \end{aligned} \tag{6.26}$$

其中 k_1，k_2 和式(6.24)中的意义相同，是偏振器的两个主透射率。解式(6.26)求得

$$k_1=\frac{\sqrt{2}}{2}\left[(T_{\parallel}+T_{\perp})^{1/2}+(T_{\parallel}-T_{\perp})^{1/2}\right],$$
$$k_2=\frac{\sqrt{2}}{2}\left[(T_{\parallel}+T_{\perp})^{1/2}-(T_{\parallel}-T_{\perp})^{1/2}\right], \tag{6.27}$$

所以

$$P_0=\frac{(T_{\parallel}-T_{\perp})^{1/2}}{(T_{\parallel}+T_{\perp})^{1/2}}. \tag{6.28}$$

光轴交角为 ϕ 的非理想线偏振器的缪勒矩阵不是式(6.23)，而是

$$\left(\frac{T_{\parallel}+T_{\perp}}{2}\right)^{1/2}\begin{Bmatrix} 1 & P_0\cos 2\phi & P_0\sin 2\phi & 0 \\ P_0\cos 2\phi & 1-P_0\sin^2 2\phi & P_0\cos 2\phi\sin\phi & 0 \\ P_0\sin 2\phi & P_0\cos 2\phi\sin 2\phi & 1-P_0\cos^2 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1-P_0 \end{Bmatrix}. \tag{6.29}$$

二、常用的线偏振器

(一) 反射和折射偏振器

自然光投射在两种介质的光滑分界面上，反射光和折射光都是部分线偏振光.反射光的振动方向主要垂直于入射面，见图 6.6.

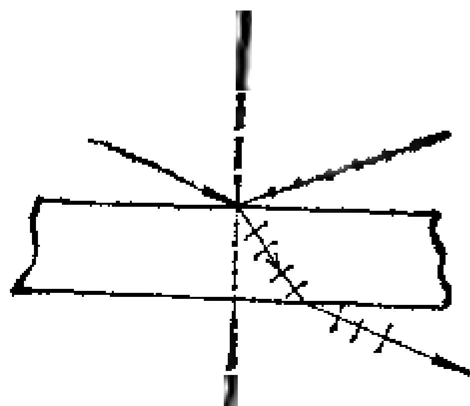


图 6.6 反射和折射产生的偏振.

折射光的振动方向主要平行于入射面. 因此，一块背面涂黑的玻

璃，一片透明的玻片，或一组玻片堆都可作为线偏振器．这类线偏振器适用于宽阔光束、简便易行．

按照费雷涅尔公式，对于位于真空中的光滑介质表面，若入射光是垂直入射面振动的线偏振光，那么反射光也是垂直入射面振动的线偏振光，反射系数

$$R_\perp = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}, \tag{6.30}$$

其中，i，r 分别是入射角和折射角．若入射光是平行于入射面振动的线偏振光，反射光也是平行入射面振动的线偏振光，反射系数

$$R_{/\!/} = \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}. \tag{6.31}$$

所以，自然光经反射后，反射光束的偏振度为

$$P = \frac{R_\perp - R_{/\!/}}{R_\perp + R_{/\!/}}, \tag{6.32}$$

这就是反射偏振器的起偏振本领．假如入射角 i 满足关系 $i + r = \frac{\pi}{2}$，即 $\operatorname{tg} i = n$，n 为介质的折射率，此时 i 角称为布鲁斯特角，$R_{/\!/} = 0$，$R_\perp = \left(\frac{n^2-1}{n^2+1}\right)^2$．原则上，反射光是完全偏振的，偏振度等于1．但实际上，因反射表面性质影响，偏振度常略小于1，而且有时还略呈椭圆偏振．反射偏振器的缺点是：反射系数小，因而光强较弱．例如，以布鲁斯特角投射于光滑玻璃表面的自然光（对于玻璃，布鲁斯特角等于56°50′），反射光强仅为投射光的8%．

一片无吸收的平面平行玻片倾斜地置于光束中时，若忽略多次反射的影响，透射光的偏振度可按费雷涅尔公式推得为

$$P = \frac{1-\cos^2(i-r)}{1+\cos^2(i+r)}, \tag{6.33}$$

其中 i，r 为入射和折射角．

为了提高偏振度并保持高透明度，常用若干块电介质平板或劈状薄片组成线偏振器．见图6.7．斯托克斯等曾证明：m 片平

面平行的、无吸收、无双折射和散射的片堆，若它们足够厚，彼此距离又足够远使得不产生干涉效应，而且其安装使光以布鲁斯特角入射，则透射光的偏振度等于

$$P = \frac{1 - (2n/n^2 + 1)^{4m}}{1 + (2n/n^2 + 1)^{4m}}, \tag{6.34}$$

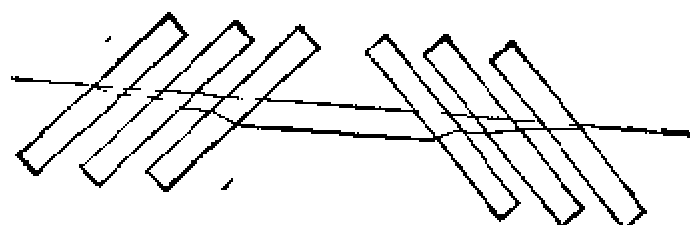


图 6.7 六片氯化银平板组成的偏振器.

其中 n 是折射率. 例如，6片氯化银平板组成的片堆（在波长为2微米处 $n = 2.006$），得到偏振度为99%. 若考虑到各面的反射，偏振度降至77.3%. 如果有双折射和表面灰尘的散射，偏振度将更小.

通常氯化银片堆应用于1微米到20微米的红外光谱区，厚1—5微米的薄硒片，氯化钙片也可用作红外偏振器. 在可见光谱区则用玻璃或各种有机聚合物. 紫外偏振器可用石英玻璃、熔石英或石英制成.

(二) 双折射偏振器

利用各向异性的晶体或介质的双折射特性制成的偏振器，能将入射光分成两束互相正交的线偏振光. 有时我们借助适当方法把其中一束吸收或反射掉，仅让一束线偏振光通过. 方解石是最宜作双折射偏振器的材料，它的双折射率非常高，对于钠的D线（波长5893埃）寻常光的折射率 $n_o = 1.6584$，非常光的折射率 $n_e = 1.4864$，$|n_o - n_e| = 0.172$. 和一般双折射晶体相比，它使两束出射光分开的角度较大. 方解石切成的薄片是最简单的双光束偏振器. 为了把两束偏振光分得更开些，常将晶体切成两块晶轴方向不同的棱镜，再把它们拼接在一起构成平面平行体，称为偏

振棱镜，在天文偏振测量中它的用途极广．表示偏振棱镜结构的主要参数为孔径 A，长度孔径比 L/A 和张角，见图 6.8．对于只透过一种线偏振光（设为 e 光）的棱镜，另一种光（o 光）在两块三棱镜的交界面 BD 上被全反射掉，但是当入射角 i 很小，以致 o 光在 BD 面上不发生全反射时，会有一部分 o 光透射出来．或者当入射角 i 太大，以致 e 光在 BD 处也发生全反射时，就会影响偏振棱镜的效率．能够得到仅仅一种线偏振光时，自然光的入射角所容许的变化范围称为棱镜的张角，或称有效角孔径．

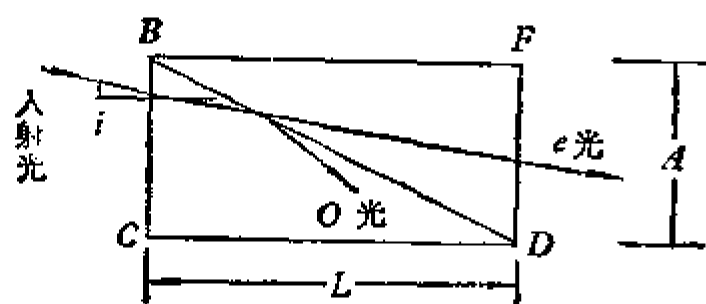


图 6.8 偏振棱镜的参数．

下面举一些常见的双折射偏振器．

1．尼科耳棱镜（见图 6.9）．由方解石按图 6.9 a 所示的方法

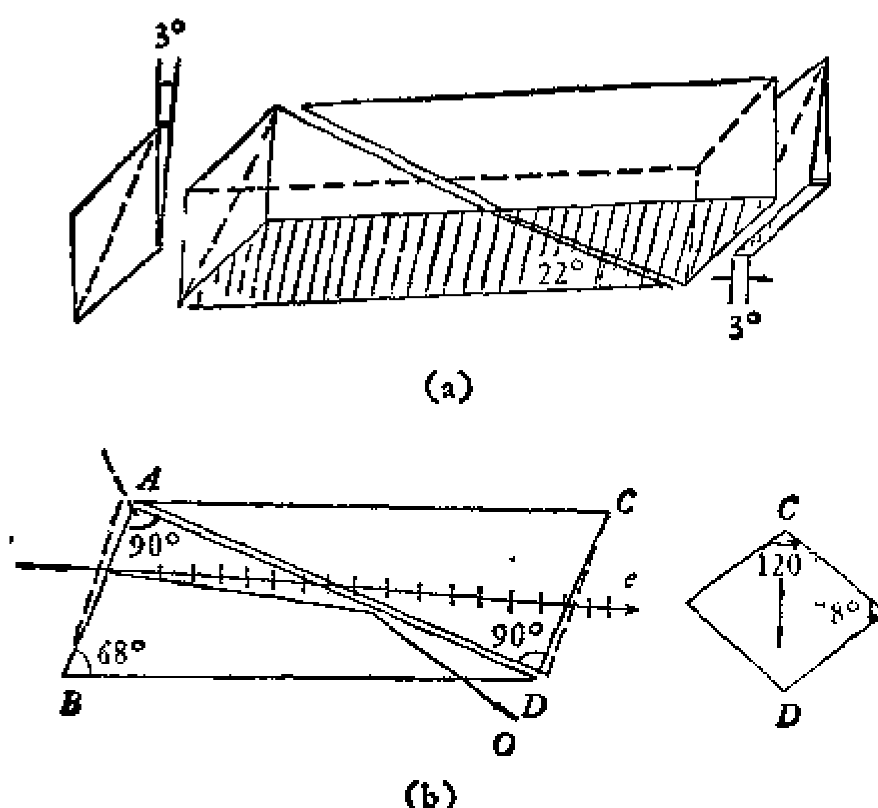


图 6.9 尼科耳棱镜．

切割，用加拿大树胶粘合，出射光为在主截面内振动(图 6.9 c 的 CD 方向)的非常光。

尼科耳棱镜的有效孔径角为 25°—28°，L/A 至少为 1/3，它对波长大于 3300 埃的各色可见光透明度都很高，并能产生足够的偏振。故可用来得到光强较大、偏振度又较高的线偏振光(实际为椭率较小的椭圆偏振光)。

2. 阿兰斯 (Ahrens) 棱镜(见图 6.10)。由三块方解石棱镜用加拿大树胶粘合成矩形方块，出射光为非常光，寻常光被棱镜侧面的黑色涂层吸收掉。这种棱镜的偏振度几乎超过 99.9%，消光比约为 10^{-4}—10^{-5}，其孔径和张角均较大。

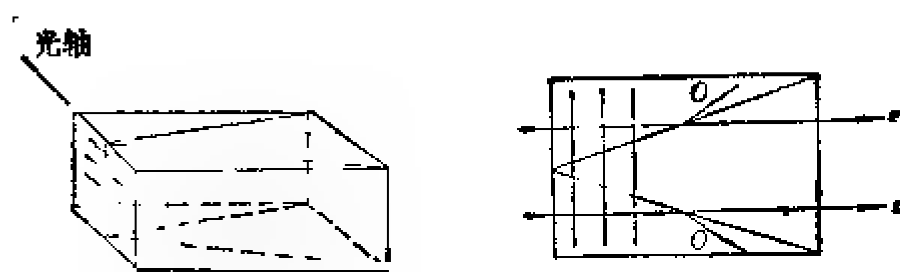


图 6.10 阿兰斯棱镜。

3. 格兰-汤姆逊 (Glan-Thompson) 棱镜(见图 6.11 a) 和格兰-福考特 (Glan-Foucault) 棱镜(见图 6.11 b)。

格兰-汤姆逊棱镜的消光比，等于或优于任何其它偏振器，一般为 5×10^{-5}—10^{-6}；张角很大，当 $L/A=4$ 时，张角约为 42°；它对可见光的透射率比尼科耳棱镜好，红外透射限在 2.7 微米，因粘合剂的吸收，紫外区透射率较低。

格兰-福考特棱镜是间隙为空气的格兰-汤姆逊棱镜，它是专为紫外区的应用设计的，也适用于可见和红外区，其结构角 θ (见图 6.11 b)约为 38.°5，张角为 7°，消光比达 10^{-5}—5×10^{-6}，但因棱镜两截面间多次反射会损失光，其透射率较低。

4. 渥拉斯顿 (Wollaston) 棱镜(见图 6.12)。由两块或三块光轴与人射光垂直的单晶(方解石、氟化镁、水晶等)劈组成。它把

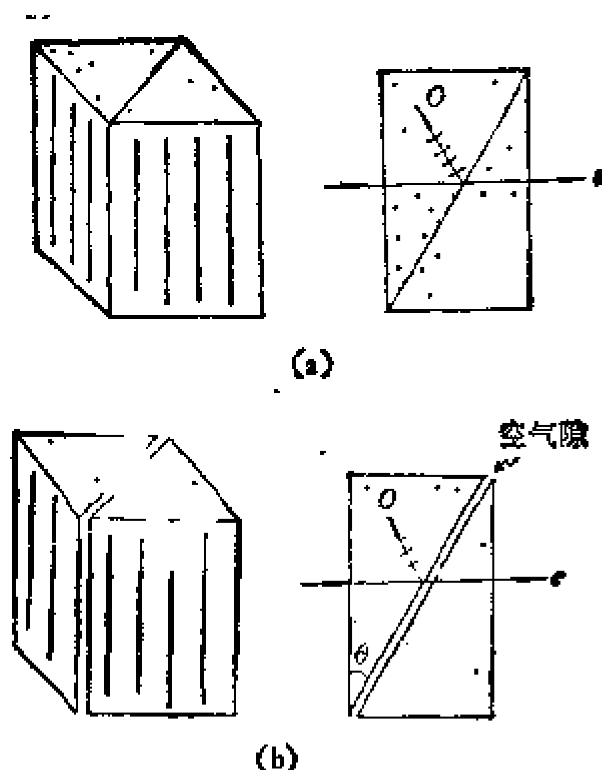


图 6.11　a. 格兰-汤姆逊棱镜 b. 格兰-福考特棱镜

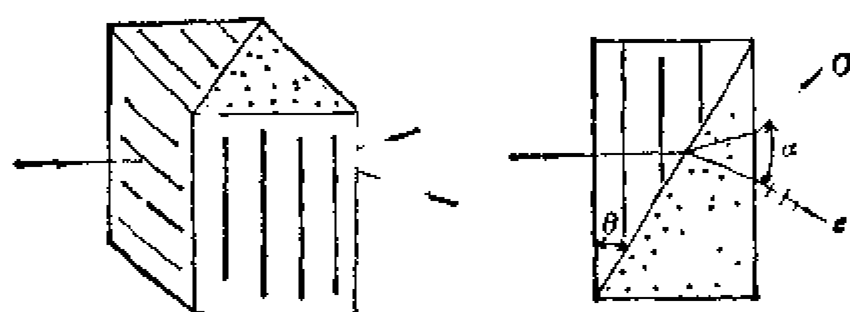


图 6.12　渥拉斯顿棱镜.

入射光分为两束正交的偏振光，沿不同的方向射出. 分开的角度 α 等于

$$\alpha = 2\,\mathrm{tg}^{-1}[(N-1)|n_o - n_e|\,\mathrm{tg}\theta], \qquad (6.35)$$

其中 N 为组成棱镜的晶体劈的数目，n_o 和 n_e 分别为晶体对寻常光和非常光的折射率，θ 为结构角. 例如：$\theta = 35°$ 时，三块型的渥拉斯顿棱镜对 $\lambda = 5000$ 埃的光，α 角达到 28°. 渥拉斯顿棱镜给出的两束光的偏振度都不低于 99.9%，分开的角度又非常大. 它是最理想的偏振光束分离器. 对于天文偏振测量，特别是恒星偏振测量，用渥拉斯顿棱镜作偏振器，可充分利用入射光能，而不像

单光束偏振棱镜那样，有一半光能浪费．所以大多数天文偏振计都采用渥拉斯顿棱镜．

5．洛匈（Rochon）棱镜(见图 6.13)．它类似渥拉斯顿棱镜，唯其中一块晶劈的光轴较后者改变了 90°．入射光也被分为互相正交偏振的两束线偏振光，它们分开的角度较渥拉斯顿棱镜小一半(材料和结构角均相同时)．

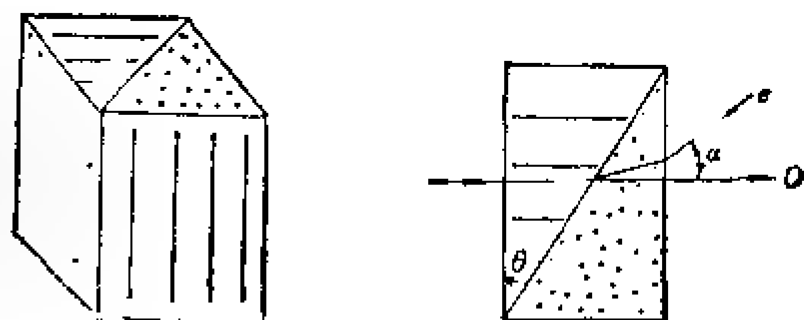


图 6.13 洛匈棱镜．

双折射棱镜的大小受材料的限制不能做得很大，且加工困难，价格昂贵．1932 年发明了偏振片以后，在需要大面积偏振光的情况下，已被偏振片取代．

（三）人造偏振片

自然界有许多物质具有二向色性，即能吸收或散射一种形式的偏振光，而仅让与该偏振光偏振方向正交的光通过．如电气石、碘化硫酸奎宁（又称海拉柏斯晶体）、聚乙烯醇、硝酸钠晶体等．用它们按一定方式制成薄片夹在保护玻璃中，即成为偏振片．有下列类型的偏振片：

1．微晶型偏振片，又叫 *J*-偏振片．是将足够的针状海拉柏斯超微晶体互相平行且均匀地镶嵌在透明膜片上制成的．这种偏振片的起偏振本领好，但制造相当困难．

2．分子型偏振片．有 *H*-偏振片和 *K*-偏振片两种，应用都较广泛．前者是将聚乙醇膜片沿一定方向拉伸，使其分子伸直并相互平行地排列而成的．后者是用拉伸好的聚乙烯醇片经活性除水接触剂（如氯化氢）加热处理制成的．它略呈黑色，光化学性质特

别稳定.

3. 散射型偏振片(见图6.14). 它由二片玻片夹一层硝酸钠

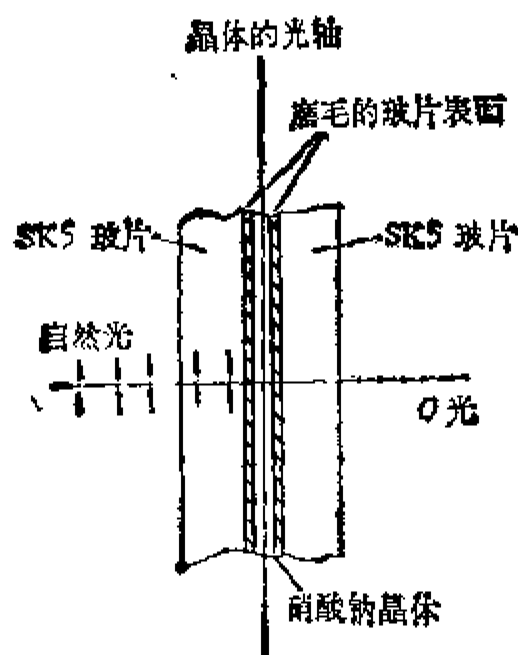


图 6.14 散射型偏振光.

晶体制成. 由于硝酸钠晶体对垂直于其光轴的非常光的折射率 n 比玻璃对同样波长光的折射率小得多, 而两者对寻常光的折射率却近似相等. 因此,当自然光透过第一片玻璃,刚刚进入晶体而被分成非常光及寻常光后,非常光几乎全部被晶体散射或全反射掉,从晶体背面透射出来的是原先在硝酸钠内部时的寻常光, 其振动方向垂直于晶体光轴.

散射型偏振片本身无色, 它对可见光中各色光的透射率都较其它类型的偏振片高. 是一种较好的偏振片.

偏振片的起偏振本领和透射率都不如偏振棱镜. 但它可制成任意需要的大小, 其张角可大到 60°—80° 甚至 180°. 薄片结构使它能方便地应用于不同的光路中,而且价格便宜. 不过,使用时要注意偏振片各处透射率的不均匀性. 甚至很好的偏振片, 至少也有百分之几的这种不均匀性. 此外, 有的偏振片表面各处偏振方向也会不同. 特别在大面积偏振片的边缘,问题比较严重.

三、延迟器(波片)

延迟器又称延迟板、波片、相移器，是一种偏振形式转换器. 任一偏振状态可借助适当的延迟器转变为另一种偏振状态，而其强度几乎完全不变. 它的作用原理是把入射偏振光分为两正交的偏振分量，并使一振动分量相对另一振动分量位相滞后，形成确定的位相差，然后再合并这两分量成一束出射光. 这样，合成的出射光的偏振状态就改变了. 延迟器对非偏振光没有影响. 在偏振光的分析和测量中起着极重要的作用.

(一) 线延迟器

最简单的延迟器是沿平行于光轴方向切割的双折射晶体制成的，称为线延迟器，如光轴平行于表面的石英、云母或方解石等的平面平行薄片都是线延迟器.

设延迟器光轴的方位角为 ϕ，线偏振光垂直入射，当它的振动方向和延迟器光轴交角 $\theta(\theta \neq 0°, 90°)$ 时(见图 6.15)，在晶体中它被分为寻常光 o 和非常光 e. 自晶体出射时，两者间形成的相对位相差等于

$$\delta = \frac{2\pi(n_e - n_o)}{\lambda} s, \quad (6.36)$$

其中，s 为晶片厚度，λ 为入射光波长，n_o 和 n_e 分别是晶体对寻常光和非常光的折射率.

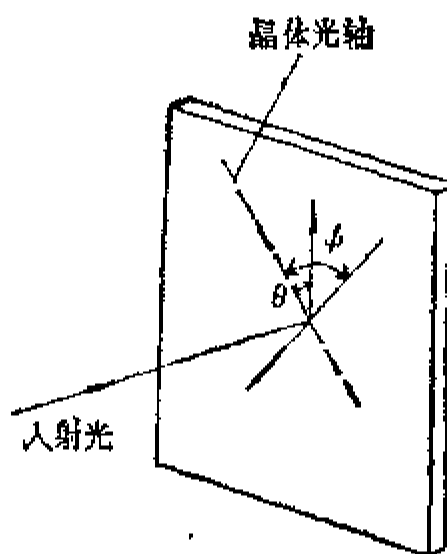


图 6.15 延迟器

若光线不是严格地垂直入射于波片表面，而是入射角偏离 90° 一小角 i，则位相差

$$\delta \approx 2\pi(n_e - n_o)\frac{s}{\lambda}\left[1 - \frac{i^2}{2n_o}\left(\frac{\cos^2\theta}{n_o} - \frac{\sin^2\theta}{n_e}\right)\right]. \quad (6.37)$$

产生位相差 δ 等于 $2k\pi(k = 1, 2, 3\cdots)$ 的延迟器称为全波

片；δ 等于 $(2k+1)\pi(k=0,1,2\cdots)$ 的称为半波片或1/2波片；而 δ 等于 $(2k+1)\pi/2(k=0,1,2\cdots)$ 时的波片称为1/4波片。

波片对入射光偏振状态的影响决定于它的光轴方位角和它的位相差。一块位相差为 δ、光轴方位角为 ϕ 的波片的缪勒矩阵是

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\phi + \sin^2 2\phi\cos\delta & (1-\cos\delta)\cos 2\phi\sin 2\phi & -\sin 2\phi\sin\delta \\ 0 & (1-\cos\delta)\cos 2\phi\sin 2\phi & \sin^2 2\phi + \cos^2 2\phi\cos\delta & \cos 2\phi\sin\delta \\ 0 & \sin 2\phi\sin\delta & -\cos 2\phi\sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix}. \tag{6.38}$$

可以用这矩阵计算波片对入射光斯托克斯参数的影响。但有时应用彭加莱球讨论比较直观方便。在彭加莱球上，以方位角 2ϕ 的赤道半径作为方位角等于 ϕ 的延迟器的特征矢量。波片对 P 点代表的偏振光的作用，由 P 点绕特征矢量顺时针旋转角度 δ 求得，δ 为波片的位相差。P 点旋转后在球上达到的新位置 P'，即表征出射光的偏振状态。若偏振光依次通过数块波片，它们的特征矢量分别为 OR_1，OR_2，$OR_3\cdots$，位相差为 δ_1，δ_2，$\delta_3\cdots$，出射光的偏振状态可由 P 点先绕 OR_1 转 δ_1 角得 P_1，然后令 P_1 绕 OR_2 旋转 δ_2 角得 P_2，P_2 再绕 OR_3 转 δ_3 角得 P_3，见图6.16依次类推，求得出射光的偏振状态。

作为例子，下面用彭加莱球讨论一些波片的作用。

1. 1/4波片，其光轴和入射线偏振光振动方向交角为45°，此时出射光为左旋圆偏振光，见图6.17。代表入射线偏振光的 P 点在赤道上，与表示波片的特征矢量端点 R 的方位角应相差90°。P 绕 OR 转 $\pi/2$ 角(因是1/4波片)后必与上极点吻合，此即代表左旋圆偏振。同理可知，若 $\theta=-45°$，出射光为右旋圆偏振。

2. 1/4波片的光轴方位角为任意值，入射为圆偏振光时，出射

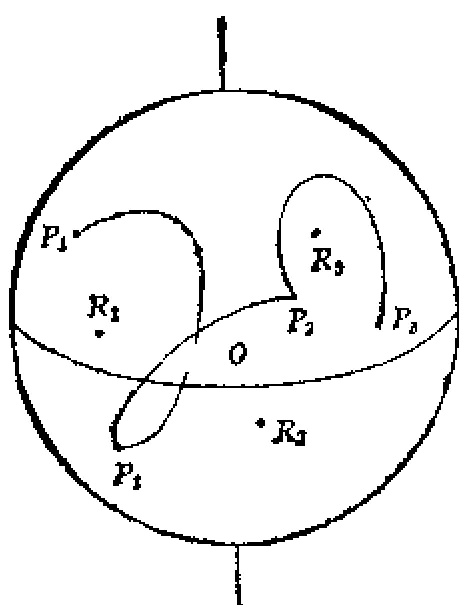


图 6.16 偏振光 P_1 依次通过三块玻片，出射光为 P_3.

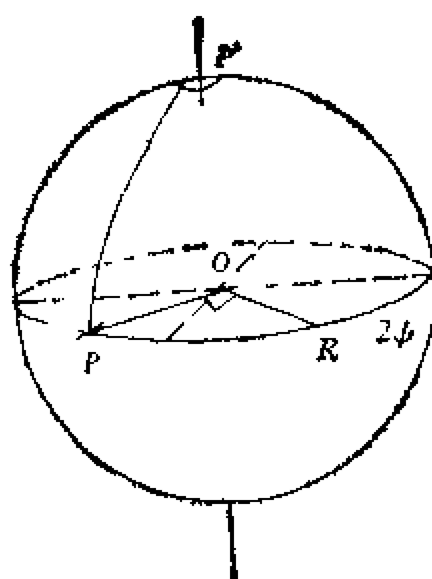


图 6.17 线偏振光 P 经过光轴交角为 45° 的 1/4 波片，出射光为圆偏振光 P'.

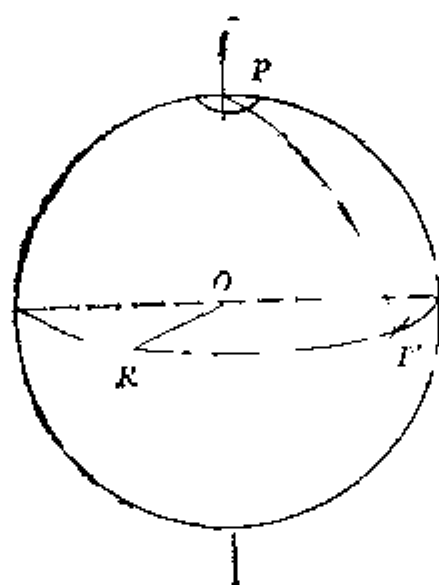


图 6.18 圆偏振光 P 经过任意方位角的 1/4 波片，出射光为线偏振光 P'.

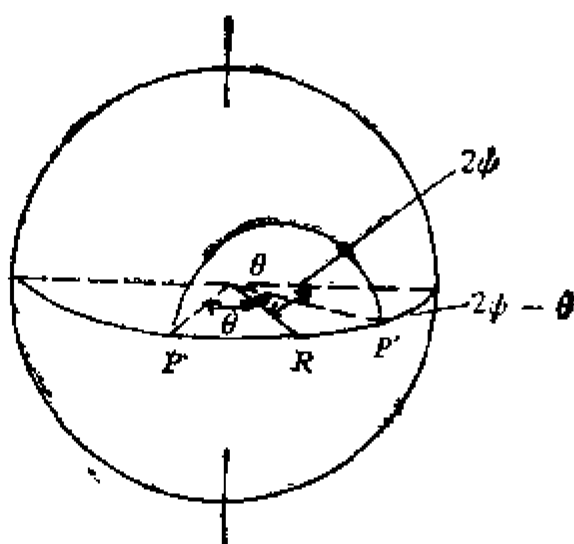


图 6.19 线偏振光 P 经过光轴交角 θ 的 1/2 波片，出射光为 P'.

光为线偏振，见图 6.18.

3. 1/2 波片，光轴与入射线偏振光振动方向交角为 θ，见图 6.19. 因 $\delta=\pi$，出射光还是线偏振光，但振动方向相对于光轴交角为 $-\theta$，即偏振方向旋转了方位角等于 $2\psi-\theta$.

易知，全波片 $(\delta=2\pi)$ 不改变入射光的线偏振状态.

（二）圆性延迟器

旋光性晶体（圆性双折射晶体）制成的波片称为圆性延迟器，如垂直于光轴切割的石英片．虽然垂直入射的线偏振光是沿光轴传播的，但其偏振面也会旋转，这是因为旋光性晶体对左旋圆偏振光的折射率 n_L 不等于对右旋圆偏振光的折射率 n_R． 线偏振光进入该晶体后被分成左旋和右旋圆偏振光，通过晶体后就产生相对位相差

$$\delta = \frac{2\pi s(n_L - n_R)}{\lambda}, \tag{6.39}$$

其中，s 为圆性延迟器晶片的厚度．由此，入射光振动方向旋转的角度等于

$$\varphi = \frac{\delta}{2} = \frac{\pi s(n_L - n_R)}{\lambda}. \tag{6.40}$$

在彭加莱球上，表示这类延迟器的特征矢量为球的极半径，上半球的极半径对应左旋晶体，下半球的对应右旋晶体． 为求一块位相差为 δ 的圆性延迟器对偏振光的作用，只须把代表偏振状态的 P 点绕极半径旋转 δ 角，即得到出射光的偏振状态．

（三）消色差延迟器

因为位相差和入射光波长有关．一般说来，波片是有色差的，当应用于单色光束时没有问题． 对用于白光中的波片，必须考虑对色差的消除．通常，组合几块不同材料的延迟器，以达到消色差的目的．例如，常用一片氟化镁（正晶体）和一片无色蓝宝石（负晶体）组成． 有的则用一片石英（正晶体）和一片光轴与之正交的氟化镁组成．

设要求对 λ_1 和 λ_2 两种波长的光位相差 δ 相等，则由式（6.37）推得，这两种晶体材料的厚度必须满足关系式

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 2\pi[J_1(\lambda_1)s_1 \pm J_2(\lambda_1)s_2]/\delta, \\ \lambda_2 &= 2\pi[J_1(\lambda_2)s_1 \pm J_2(\lambda_2)s_2]/\delta, \end{aligned} \tag{6.41}$$

其中 J_1, J_2 分别为对第一种材料和第二种材料的双折射率 n_e | n_o; s_1, s_2 分别为两种材料的厚度. 若两片的光轴平行且 J 的符号相同, 公式中取加号, 若两片光轴互相垂直且 J 的符号相异, 则公式中取负号.

如石英和氟化镁组成的 1/2 波片, 对 $\lambda_1=0.31$ 微米和 $\lambda_2=0.66$ 微米消色差时, 解方程 (6.41) 得石英的厚度应为 0.304 毫米, 氟化镁的厚度应为 0.262 毫米. 该波片的位相差和波长的关系见图 6.19。

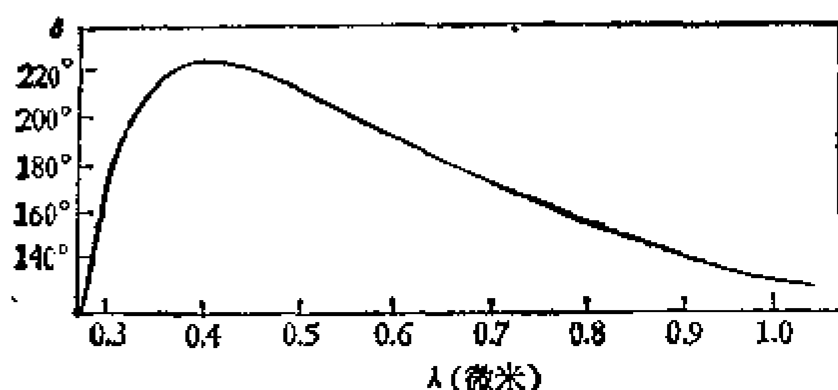


图 6.20 石英-氟化镁消色差 1/2 波片的特性.

显然, 组合的晶片愈多, 能对更多的波长消色差. 1955 年潘

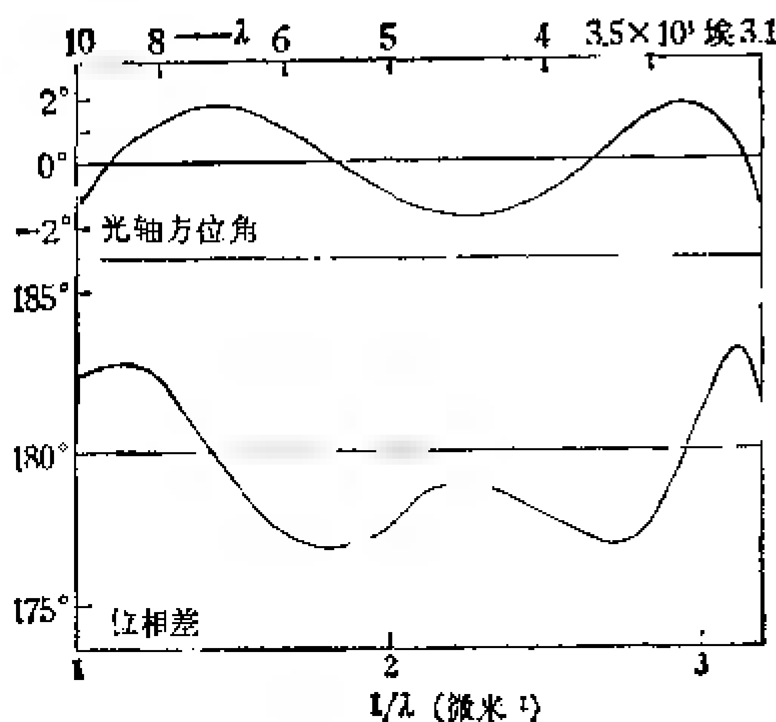


图 6.21 三片型消色差半波片的特性.

赫拉特南 (Pancharatnam) 提出一种三片型的波片，改进了消色差性能. 如用三片云母片，第一片和第二片对 5890 埃的光为半波片，第三片为 1/4 波片，三片的光轴和入射光振动主方向交角分别等于 6°52′, 34°32′, 100°21′. 它们组合成一块在 4000—7800 埃范围内消色差的 1/4 波片.

若按下述方式组合三块晶片：第一块和第二块光轴平行，位相差都等于 δ_1，中间层的光轴和它们相交 c 角，位相差为 δ_2，则可以证明，组合波片的作用相当于一块位相差为 δ，等效光轴和第一片交角为 ϕ 的波片. δ 和 ϕ 决定于下列公式：

$$\cos(\delta/2) = \cos\delta_1\cos(\delta_2/2) - \sin\delta_1\sin(\delta_2/2)\cos 2c, \quad (6.42)$$

$$\operatorname{ctg}2\phi = [\sin\delta_1\operatorname{ctg}(\delta_2/2) + \cos\delta_1\cos 2c)/\sin 2c. \quad (6.43)$$

潘赫拉特南用三块特性如图 6.20 所示的石英-氟化镁 1/2 波片，c 角等于 57°.2，结果制成对 0.3—1.0 微米波长范围内几乎完全消色差的半波片，其性能见图 6.21.

(四) 可调延迟器

偏振测量中经常采用位相差可调的波片. 实现可调位相差的方法很多. 例如：著名的巴比涅补偿器，借助调节晶体相对位置来改变位相差. 图 6.22 为其示意图，两块石英劈，光轴彼此垂直，当一劈相对另一劈移动时，可得到任意的位相差

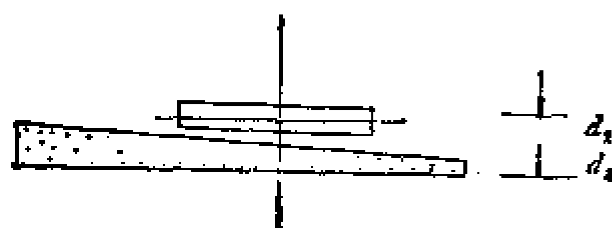


图 6.22 巴比涅补偿器原理.

$$\delta = \frac{2\pi(n_e - n_o)}{\lambda}(d_1 - d_2). \quad (6.44)$$

这里，d_1, d_2 分别是光线在两块劈中穿过的厚度.

利用电光晶体也可制成可调延迟器. 如：ADP 晶体(磷酸二

氢铵，$NH_4H_2PO_4$）和 KD*P 晶体（磷酸氘钾，KD_2PO_4）．当沿其光轴施加一定电压时，会产生双折射，其双折射率 (n_e-n_o) 正比于外加电场．因此，在垂直于光轴切割的 ADP（或 KD*P）晶体表面敷以半透明或栅状电极，即成为可调延迟器．这种器件又称泡克耳斯盒，约需施加 2 千伏电压．用铌酸锂制作泡克耳斯盒较好，所需的施加电压的方向垂直于入射光，故电极装在侧面，不会挡光，不过铌酸锂对波长短于 3000 埃下的光不透明，在 3500 埃附近透射率仅约 30%．

泡克耳斯盒有一定的缺点，诸如透明度低、视场小、工作电压高等等．近年来常采用透明材料的应力双折射效应制成可调延迟器．例如，用一小功率（<1 瓦）的换能器提供频率约 50 千赫的声振动，能诱发熔石英、萤石、岩盐等的应力双折射．这类延迟器透明度好，视场可达 50° 左右，特别适用于远红外区．因为，当波长大于 16 微米时，适用的双折射材料较少．

四、退偏振器

把偏振光进行某种平均化，使其偏振度等于零的光学装置，称为退偏振器．在一些偏振测量过程中，希望将入射偏振光转换为自然光．另外，在有的情况下要求消去那些妨碍测量的仪器偏振，这都要用到退偏振器．

（一）按时间平均化的退偏振器

最简单的退偏振器是一块旋转的半波片，它能使线偏振光退偏振．从本章第三节的叙述可知，当半波片旋转时，其光轴方位角在 0°—360° 间迅速变化，因而出射线偏振的振动方向也迅速变化，且有各种可能的取向，就像自然光一样．但它不能使圆偏振光退偏振．

在旋转的 1/2 波片前加一块旋转的 1/4 波片，令 1/4 波片的转速等于 1/2 波片的一半，这种装置能使各种状态的偏振光退偏振．

（二）里奥退偏振器

以上两种都是将入射偏振光按时间平均化实现退偏振的，它的优点在于对单色光也适用。然而，较方便的是采用按波长平均化的方法，这种方法只适用于白光。这类退偏振器中，以里奥（Lyot）设计的应用最广。

里奥退偏振器由两片平行于晶轴切割的石英或方解石薄片组成，两片晶轴相交 45°，一片的位相差 δ（它远大于 2π），另一片为 2δ。通常令第一片的晶轴方位等于零。下面说明这种结构的消色差原理。利用式（6.38）以及缪勒矩阵算法，可求得合成波片对单色光的缪勒矩阵是

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\delta & 0 & \sin 2\delta \\ 0 & \sin\delta\sin 2\delta & \cos\delta & \sin\delta\cos 2\delta \\ 0 & \sin 2\delta\cos\delta & -\sin\delta & \cos\delta\cos 2\delta \end{vmatrix}. \tag{6.45}$$

对一定波段内的混合光，矩阵（6.45）中的每一项应是以入射光的光谱能量分布为权对波长的平均值，以符号〈〉表示平均值，则里奥退偏振器的缪勒矩阵为

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \langle\cos 2\delta\rangle & 0 & \langle\sin 2\delta\rangle \\ 0 & \langle\sin\delta\sin 2\delta\rangle & \langle\cos\delta\rangle & \langle\sin\delta\cos 2\delta\rangle \\ 0 & \langle\sin 2\delta\cos\delta\rangle & \langle-\sin\delta\rangle & \langle\cos\delta\cos 2\delta\rangle \end{vmatrix}. \tag{6.46}$$

设进入退偏振器光束的光谱能量分布为高斯分布，可以证明矩阵（6.46）中各项除 1 以外，其余的都不大于

$$\exp\{-2[\pi(n_e-n_o)s\sigma]^2\}, \tag{6.47}$$

其中，s 为第一片晶片的厚度，σ 为以波数表示的入射光的带宽。通常（6.47）的值较小，亦即矩阵（6.46）中的各平均项均较小。故（6.46）接近理想的退偏振器。举一实例如下：一块透射带半宽为 100 埃，透射中心波长在 4500 埃的石英里奥退偏振器，它第一片厚 1 毫米，第二片厚 2 毫米。算得 $\sigma=500$ 厘米$^{-1}$，（6.47）项的值

约等于0.013，经过此退偏振器的光的偏振度至少被消除了70%。

然而，由于折射引起偏振，里奥退偏振器会使入射的非偏振光产生线偏振。例如，方解石做的里奥退偏振器，其偏振度约1.2%；以石英为原料的里奥退偏振器约为0.07%。故在用退偏振器作偏振测量之前应检测其偏振度，并对观测结果加以改正。

当在里奥退偏振器后面加一起偏振器，用于偏振测量时，它们之间最佳的相对位置是让起偏振器的主截面和里奥退偏振器第一片晶体的晶轴平行，这样做的好处有：1. 退偏振器中两晶片交角的误差 ε 不会影响退偏振器的效能；2. 消除了退偏振器表面反射引起的偏振效应。

§6.4 偏振光的测量原理

一、偏振光的分析

测量偏振光的方法随光的偏振状态而异。故在测量前必须分析被研究的光是不是偏振的，以及属哪一类偏振。

在§6.3中介绍了各种分析偏振光的光学器件。一般说来，有一块线性检偏振器和一块1/4波片就能分析判断偏振光的类型。

设入射光为线偏振光，由本章第二节叙述知，其斯托克斯参数为 $\{I, Q, U, 0\}$，经过光轴方位角为 ϕ 的线性检偏振器后，出射光的斯托克斯矢量为 $\{I', Q', U', V'\}$ 等于矩阵(6.23)乘以 $\{I, Q, U, 0\}$，于是得到

$$
\begin{aligned}
I'(\phi) &= \frac{1}{2}(I \pm Q\cos 2\phi \pm U\sin 2\phi), \\
Q'(\phi) &= I'\cos 2\phi, \\
U'(\phi) &= I'\sin 2\phi, \\
V'(\phi) &= 0.
\end{aligned}
\tag{6.48}
$$

正号和负号分别相应于寻常光和非常光。

由此可见，线偏振辐射经过线性偏振器后仍为线偏振辐射，其振动方向由检偏振器的光轴位置决定，而其强度既依赖于入射光

的参数 I, Q, U，也依赖于检偏振器光轴的方位角 ϕ. 利用式 (6.14)，因线偏振光的椭率 $\beta=0$，式 (6.48) 可化为

$$I'(\phi)=\frac{1}{2}I[1+p_E\cos 2(\phi-\varphi_0)], \tag{6.49}$$

式中 φ_0 是入射偏振光的主振动方向. 或者把入射光 I 分成偏振光 I_p 和自然光 I_e，式 (6.48) 又可化为

$$I'(\phi)=\frac{1}{2}I_e+I_p\cos^2(\phi-\varphi_0). \tag{6.50}$$

由此式可以想到. 若旋转检偏振器，当 $\varphi=\varphi_0$ 时，$I'(\phi)$ 达到极大值 $I'_{max}=\frac{1}{2}I_e+I_p$，此时检偏振器光轴的方位角 ϕ 就是线偏振光振动方向的方位角；当 $\phi=\varphi_0+90°$ 时，$I'(\phi)$ 取极小值，$I'_{min}=\frac{1}{2}I_e$；ϕ 角为其它值时，强度 $I'(\phi)$ 也随之变化. 所以，旋转检偏振器，观测出射光强度的变化，可以判断入射光是否为线偏振光. 式 (6.49)，或 (6.50) 是分析测量线偏振光的基础.

因矩阵 (6.23) 第四行第四列的元素为 0，与椭圆偏振光的矢量 $\{I, Q, U, V\}$ 相乘时，也会得到式 (6.48) 的结果，即 V' 也等于零. 这意味着仅仅用线性检偏振器不能区别部分线偏振光和

表 6.2　偏振光的分析表

旋转检偏振器 I' 不变			旋转检偏振器至某一角度 φ_0 时，有 I'_{max}			
检偏振器前加 1/4 波片并且旋转检偏振器			检偏振器旋至 $\varphi_0+90°$ 时，有 $I'_{min}=0$	检偏振器旋至 $\varphi_0+90°$ 时 $I'_{min}\neq 0$		
				检偏振器前加1/4波片，光轴方向为 φ_0		
				旋转检偏振器时有极大 I'_{max}	旋转检偏振器 $I'_{min}\neq 0$	
I' 仍不变	出现极大且 $I'_{min}=0$	出现极大但 $I'_{min}\neq 0$			当偏振器位于 φ_0 时，有极大 I'_{max}	当偏振器位于 $\phi\neq\varphi_0$ 时有极大 I'_{max}
自然光	圆偏振光	部分圆偏振光	线偏振光	椭圆偏振光	部分线偏振光	部分椭圆偏振光

椭圆偏振光。另外，对于圆偏振光 $\{I, 0, 0, V\}$，将得到 $I'(\phi)=\frac{1}{2}I=$ 常量的线偏振光，即无论怎样改变检偏振器光轴的方位角，出射光强度不会变化。所以，仅仅用线偏振器也区别不了自然光和圆偏振光。

为了分析圆偏振光或椭圆偏振光，必须在检偏振器前加一波片。比如加一块 1/4 波片。如 §6.3 中所述，1/4 波片有可能使圆偏振或椭圆偏振光成为线偏振光。综上所述，得偏振光分析判断表，见表 6.2。

二、线偏振光的测量原理

天文观测中最常遇到部分线偏振光的情形，线偏振测量原理的基本公式为式(6.50)，大致有下列几种测量方法：

1. 考察式(6.50)，其中 $I'(\phi)$ 和 ϕ 是测量值，式中有三个未知量。原则上在检偏振器位于三个不同方位角 $\phi_i(i=1,2,3)$ 时测量出射光强 $I'(\phi_i)$，就足以确定线偏振光的偏振度 p_E 和振动方向的方位角 φ_0，比如，在方位角分别为 φ_1，$\varphi_1+60°$，$\varphi_1+120°$ 三种情形下测得强度为 I'_1，I'_2，和 I'_3，则可以证明：

$$p_E=\frac{2\sqrt{I'_1(I'_1-I'_2)+I'_2(I'_2-I'_3)+I'_3(I'_3-I'_1)}}{I'_1+I'_2+I'_3},$$

$$\operatorname{tg}2(\varphi_0-\varphi_1)=\sqrt{3}\,\frac{I'_2-I'_1}{2I'_1+I'_2+I'_3}. \tag{6.51}$$

2. 如果记录到强度极大时偏振器光轴的方位角 ϕ_0，则只要作两次测量就够了。例如，传统的方法是测量极大强度 I'_{max} 和极小强度 I'_{min}，则有

$$p_E=\frac{I'_{max}-I'_{min}}{I'_{max}+I'_{min}},\quad \varphi_0=\phi_0. \tag{6.52a}$$

或者测量任意二互相垂直方位上的强度差与强度和的比值，则有

$$\frac{I'(\phi)-I'(\phi+90°)}{I'(\phi)+I'(\phi+90°)}=p_E\cos2(\phi-\varphi_0). \tag{6.52b}$$

3. 按下列公式测量强度比值，求标准化的斯托克斯参数较为方便：

$$\frac{Q}{I}=\frac{I'(0^\circ)-I'(90^\circ)}{I'(0^\circ)+I'(90^\circ)},$$
$$\frac{U}{I}=\frac{I'(45^\circ)-I'(135^\circ)}{I'(45^\circ)+I'(135^\circ)}. \tag{6.53}$$

4. 为了提高测量精度，常常在更多的方位角处进行测量，一种比较好的观测方案是按表 6.3 所列顺序进行测量.

表 6.3

顺　序	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
方位角 强度值	0° I_1	90° I_2	180° I_3	270° I_4	0° I_5	45° I_6	135° I_7	225° I_8	315° I_9	45° I_{10}

则比值 Q/I 和 U/I 可从下式计算：

$$\frac{Q}{I}=\frac{\frac{1}{2}I_1-I_2+I_3-I_4+\frac{1}{2}I_5}{\frac{1}{2}I_1+I_2+I_3+I_4+\frac{1}{2}I_5},$$
$$\frac{U}{I}=\frac{\frac{1}{2}I_6-I_7+I_8-I_9+\frac{1}{2}I_{10}}{\frac{1}{2}I_6+I_7+I_8+I_9+\frac{1}{2}I_{10}}. \tag{6.54}$$

5. 也可以由多次测量得到一组类似(6.49)的方程，用最小二乘法解 p_E 和 φ_0.

三、非线偏振光的测量原理

通常用 1/4 波片和检偏振器，并令 1/4 波片光轴方位角为 0，按式(6.38)，这样的 1/4 波片的缪勒矩阵为

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{vmatrix} \tag{6.55}$$

则斯托克斯矢量为 $\{I, Q, U, V\}$ 的偏振光，经过此 1/4 波片后成为 $\{I, Q, V, -U\}$，这束光再经过检偏振器，可用如 (6.53) 所述的方法，求得它的 Q/I 和 V/I。然后移开 1/4 波片，用同样方法测量可以求得 Q/I 和 U/I，于是从加或不加 1/4 波片的两次测量便得到了四个斯托克斯参数.

另一种较简单的方法是在检偏振器前加一块位相差为 δ 的波片，每当它的光轴方位角 φ 等于 45° 和 135° 时，旋转波片后面的检偏振器，当检偏振器的光轴在两个互相垂直的方位上，测量 $[I'(\phi) - I'(\phi + 90°)]/[I'(\phi) + I'(\phi + 90°)]$，设 $\varphi = 45°$ 时，此数值为 P_1，$\varphi = 135°$ 时，此数值为 P_2，而当不加波片时，测得此数值为 P，那么，由公式 (6.38) 可以证明，偏振光的椭率和波片的位相差满足下列关系：

$$\begin{aligned} \frac{V}{I} &= (P_2 - P_1)/(2\sin\delta) \\ \cos\delta &= (P_2 + P_1)/2P. \end{aligned} \tag{6.56}$$

若要提高精度，也可用类似 (6.54) 描述的方式作多次测量，令波片分别位于 0°, 45°, 90°, 135°, 180°, 225°, 270°, 315° 八个位置处，而对应每一个波片位置又在 10 个如表 6.3 所列偏振器位置处，测量出射光的强度 $I_i (i = 1, 2, 3, 4, 5, \cdots, 10)$. 设波片位于某方位角 φ 时，测得

$$\begin{aligned} A(\varphi) &= \frac{1}{4}\,\frac{\frac{1}{2}I_1 - I_2 + I_3 - I_4 + \frac{1}{2}I_5}{\frac{1}{2}I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + \frac{1}{2}I_5}, \\ B(\varphi) &= \frac{1}{4}\,\frac{\frac{1}{2}I_6 - I_7 + I_8 - I_9 + \frac{1}{2}I_{10}}{\frac{1}{2}I_6 + I_7 + I_8 + I_9 + \frac{1}{2}I_{10}}. \end{aligned} \tag{6.57}$$

那么，可以证明：

$$\frac{Q}{I}=A(0^\circ)+A(90^\circ)+A(180^\circ)+A(270^\circ),$$

$$\frac{U}{I}=B(45^\circ)+B(135^\circ)+B(225^\circ)+B(315^\circ),$$

$$(V\sin\delta)/I=B(0^\circ)+B(90^\circ)+B(180^\circ)+B(270^\circ)$$

$$=A(45^\circ)-A(135^\circ)+A(225^\circ)-A(315^\circ), \tag{6.58}$$

$$\cos\delta=[A(45^\circ)+A(135^\circ)+A(225^\circ)+A(315^\circ)]I/Q$$

$$=[B(0^\circ)+B(90^\circ)+B(180^\circ)+B(270^\circ)]I/Q.$$

四、星等表示的偏振参量

由上述可知，偏振辐射状态的测定，归根结蒂为测量通过相应光学器件的辐射强度(或强度差，或强度比)。因此，可以说偏振测量也是一种光度测量。天文测光工作中，常用星等表示强度。下面我们推导由偏振测量求得星等差后计算偏振参数的公式。

设 $m(\phi)$ 代表星光经过光轴方位角为 ϕ 的理想检偏振器后测量到的星等，$m^*(\phi)$ 表示经过方位角 $\phi=0$ 的波片并经过方位角为 ϕ 的检偏振器时观测到的星等，定义星等差 p_x, p_y, p_v 如下：

$$p_x=m(90^\circ)-m(0^\circ), \tag{6.59}$$

$$p_y=m(135^\circ)-m(45^\circ), \tag{6.60}$$

$$p_v=m^*(45^\circ)-m^*(135^\circ). \tag{6.61}$$

按星等定义知：

$$p_x=-2.5\log[I'(90^\circ)/I'(0^\circ)],$$

所以

$$\frac{I'(90^\circ)}{I'(0^\circ)}=\exp\left(\frac{\ln 10}{2.5}p_x\right).$$

令

$$x=\frac{1}{2}\frac{\ln 10}{2.5}p_x\approx 0.4605p_x,$$

并利用 $\tanh x=(e^{2x}-1)/(e^{2x}+1)$，

参照公式(6.53)有

$$\frac{Q}{I}=\frac{I'(0°)-I(90°)}{I'(0°)+I'(90°)}=\left[\frac{I'(0°)}{I'(90°)}-1\right]\Big/\left[\frac{I'(0°)}{I'(90°)}+1\right]$$

$$=\tanh(0.4605p_x).$$

因为观测到的最大偏振度 $p=1.0$，即 $0.4605\,p_x$ 是小量，故 $\tanh x\approx x$，所以有

$$\frac{Q}{I}=0.4605p_x, \tag{6.62}$$

同理

$$U/I=0.4605p_y, \tag{6.63}$$

$$V/I=0.4605p_v. \tag{6.64}$$

对于线偏振光，以星等表示的偏振度和位置角的公式为

$$p_B=0.4605(p_x^2+p_y^2)^{1/2}, \tag{6.65}$$

$$\mathrm{tg}\,2\varphi_0=p_y/p_x. \tag{6.66}$$

§6.5 测量偏振光的方法和仪器

一、目视偏振测量

早期天文偏振测量，特别在测量行星和卫星的偏振工作中，多用目视测量方法，人眼虽不能准确地测定二相邻视场的亮度差，却具有极准确地分辨相邻视场亮度相等或不相等的本领，即具有较高的反衬灵敏度. 一切目视光度计都是按这样的原则进行的. 使被测量的辐射分为互相垂直偏振的两束，并设法改变它们的强度，用眼睛判别它们的强度是否相等.

里奥设计的目视偏振计比较典型. 如图6.23，它由两片赛璐珞片 L_1，L_2，目镜 O 和渥拉斯顿棱镜 W 组成. L_1 和 L_2 起补偿偏振的作用，L_1 固定在 A 筒中，可绕 DE 轴旋转，转动的角度可由度盘 G 上的指标 F 读出，L_1 又能随 A 管一起在 B 管中转动和滑动，刻度 C 指示其转角. L_2 和 J 管相连，管 J 可在 A 管内转 90°，L_2 又可绕 HH 轴旋转. HH 轴的最后位置或平行或垂直于轴 DE. 与目镜相连的渥拉斯顿棱镜亦可在 J 管中旋转. 通常总是使它的

光轴方向垂直或平行于 DE。天体的光经过 L_1, L_2 和 W 后，呈现两组重叠的干涉条纹．旋转 L_1 当干涉条纹消失时，由相应度盘上的读数得出天体辐射的偏振度和偏振方位角．

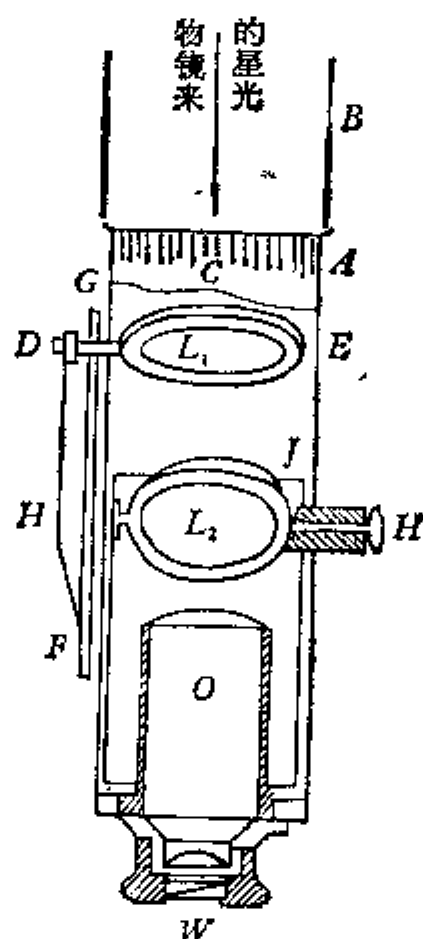


图 6.23　里奥目视偏振计．

目视偏振测量的精度决定于眼睛的反衬灵敏度．按定义，视场的反衬 $\eta=\Delta B/B$，其中 ΔB 为被比较视场的亮度差．在里奥偏振计的情形下，被比较的两个视场亮度正比于辐射强度的极大值和极小值．即 $\eta=(I_{\max}-I_{\min})/I$．故可写为：$\eta=2p$，$p$ 为偏振度．由此知，若眼睛的反衬灵敏度为 1%，则确定偏振度的精度为 0.5%．

二、照相偏振测量

1．最简单而直接的照相方法，是在望远镜物镜前或在照相底片前加可旋转的偏振片，顺次旋转该偏振片，在相同的条件下拍摄一组照片，按公式 (6.51)—(6.53) 处理结果．或者，当被研究天体较亮而不必用大望远镜时，用三个或更多个天体照相机，每个照相机前加上方位角不同的偏振片．同时曝光得到一组照片，然后再测量处理求得结果．这些方法的共同缺点在于都只利用了望远镜收集的光的一半．此外，这两种方法都很难实现以严格相同的条件拍摄一组底片．在相继拍摄一组底片的情形下，大气透明度和天空背景亮度的变化会带来很大的误差，甚至可能得到假偏振．当用照相机组同时拍摄一组底片，虽然消除了天空背景变化的影响，但各照相机的差异可能引入系统误差，这是应加以仔细研究的．

2．另一种方法如图 6.24，用双折射棱镜置于照相底片前进行曝光，在底片上可同时得到两个像，它们对应于偏振方向互相垂直

的两束光。这种方法不仅双倍地提高了望远镜的效率，更主要的优点是可在同一张底片上测量两个星像。这样，确定偏振的问题成为较差测量问题，因而大大提高了精度。若已知振动方向的方位角，则只须拍一张照片就行。但通常总是拍几张底片，相继两次曝光之间，令渥拉斯顿棱镜旋转一角度，或令照相底片和棱镜一起旋转。所得底片同样可按§6.4中所述公式处理。这种方法的不足之处是：因双折射棱镜工作于会聚光束中，底片上的两个像或多或少被歪曲而形状不同，且这种差异随视场角而变，这就可能引起误差；其次，在这种底片上，天空背景的亮度比单像底片强一倍；还有，当观测大角径天体时，两个像有可能重叠。

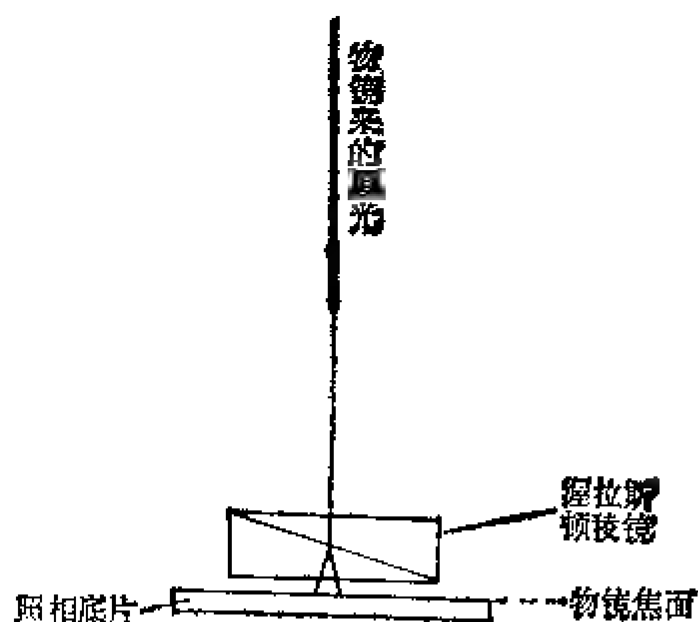


图 6.24 照相测量偏振的装置.

为了克服上述缺点，欧曼（Öhman）设计了如图 6.25 所示的照相偏振计。图中 P 为金属窄条组成的栅，它位于望远镜物镜和准直镜 O_1 的共同焦面上，它把天体的像分割成一些窄带，这些窄带的光经 O_1 成为平行光，经渥拉斯顿棱镜W后，被分为两束，再经照相镜 O_2 被成象于底片处，得到两组窄带像，一组对应于 $I(\varphi+90°)$，一组对应于 $I(\varphi)$。为避免两组像重叠，设计时，将渥拉斯顿棱镜的顶角选择得使 $I(\varphi+90°)$ 和 $I(\varphi)$ 两束光分开的角度正好等于栅条的角宽度。

照相偏振测量的精度决定于照相测光的精度，有视面天体亮度的较差测量的精度为3—4%，故可认为照相方法能测量大于1—2%的偏振度.

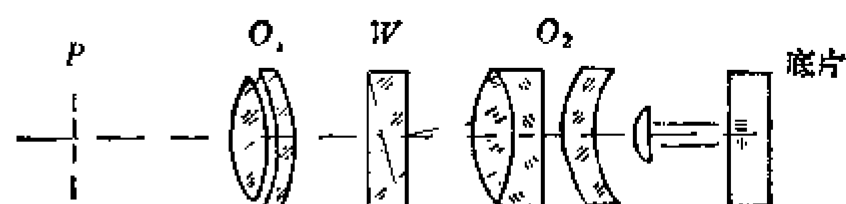


图6.25 欧曼照相偏振计.

三、光电偏振测量

许多天体辐射的偏振都很小，特别当研究恒星、星云和星系偏振时，观测者面临的是强度和偏振度都很微弱的辐射.若测量精度不高，如此微弱的信号，几乎会被大气干扰和各种仪器效应所湮没. 因此，这类测量最宜采用光电方法. 事实上，现代光电偏振观测已在天文偏振测量中占有主要地位.

(一) 光电偏振测量的精度

和其它方法一样，光电偏振测量的精度也决定于光度测量本身的精度. 若不考虑系统误差，又假设不受大气闪烁的影响，理论上，测量光电流的精度仅受量子噪声的限制，即由到达光阴极上光子数的起伏决定.因为测量光电流相当于计数光电子，是一泊松统计问题，其平均相对误差反比于被统计的光电子数的平方根. 设光阴极每秒产生n个光电子，观测时间为t，则其相对误差为$(nt)^{-1/2}$. 但是，对于偏振测量，如§6.4中所述. 至少要在两个位置上进行测量才能得到结果. 对于用一个光电管的光路来说，每次测量光电流的时间只占总观测时间的一半，所以，相对误差为$(2/nt)^{1/2}$.

设用口径为D厘米的望远镜，量子效率为q的光阴极，观测m等星，则每秒钟产生的光电子数为

$$n = \frac{\pi}{4hc}\lambda\Delta\lambda F_\lambda TqD^2 10^{-0.4m}$$

$$= 3.95 \times 10^{18}\lambda\Delta\lambda F_\lambda TqD^2 10^{-0.4m}. \qquad (6.67)$$

其中，λ 为观测仪器的有效波长，$\Delta\lambda$ 为仪器的透射带宽，均以微米为单位；T 为包括地球大气，望远镜光学系统和偏振器在内的总透射系数；F_λ 是 0 等 A0V 型星的绝对辐射流量，以瓦/厘米^2·微米为单位；h 为普朗克常数，单位取为瓦·秒^2；c 为光速，以微米/秒为单位。

若设 $D = 100$ 厘米，$T = 0.2$，$q = 0.20$，对 UBV 系统的 V 星等有：$\lambda = 0.44$ 微米。$\Delta\lambda = 0.09$ 微米，$F_\lambda = 7.2 \times 10^{-12}$ 瓦/厘米^2. 对于蓝星等 $B = 10$ 的星，由公式(6.67)得到 $n = 45000$ 个电子/秒. 若观测时间为 10 分钟，由光子噪声决定的相对误差等于 $2.7\times10^{-4} = 0.027\%$。

实际上，因大气闪烁效应和仪器的各种不稳定因素的影响，往往达不到上述预期的精度。特别对于亮星，大气闪烁噪音是决定性因素。经验表明，当观测时间约 10 分钟量级时，用通常光电倍增管测量偏振度的误差不会小于 10^{-3}。现代采用先进的光电技术和各种消去误差的措施，光电偏振测量的精度可高达 10^{-5}。

对于同时测量两个光束的偏振计，以同样的观测时间，观测结果的精度将提高 $\sqrt{2}$ 倍。

(二) 光电偏振计及测量方法

光电偏振计的形式很多，原则上光电偏振计是在光电光度计中加进偏振光分析器构成的。它的光路应该严格遵循出射光瞳的原则(见第四章)，偏振光分析器的引进不应该改变出射瞳孔的位置。此外记录仪器系统必须是线性的和稳定的。

按光路不同，光电偏振计可分为单光束和双光束的两种；按检测和记录光电流信号的方式又可分为采用直流放大技术的，对信号进行调制后采用交流放大技术的，应用脉冲计数技术的，和应用二极管阵像管(Digicon)与计算机相联处理结果的等等，形式多种

多样，仪器也日愈复杂. 下面仅介绍几种通用的偏振计.

1. 用直流测量技术的单光束电偏振计

其结构原理见图 6.26. 图中 K 为校准器，D 为光栏，F 为滤光片，A 为偏振光分析器（偏振片或阿兰斯棱镜），FB 为法布里透镜，PM 为光电倍增管，E 为亮度标准，M 为导星监视目镜.

观测时，旋转分析器，在不同方位角记录光电流读数. 或者，为避免光电管对不同偏振方向的偏振光灵敏度的差异，令光电管

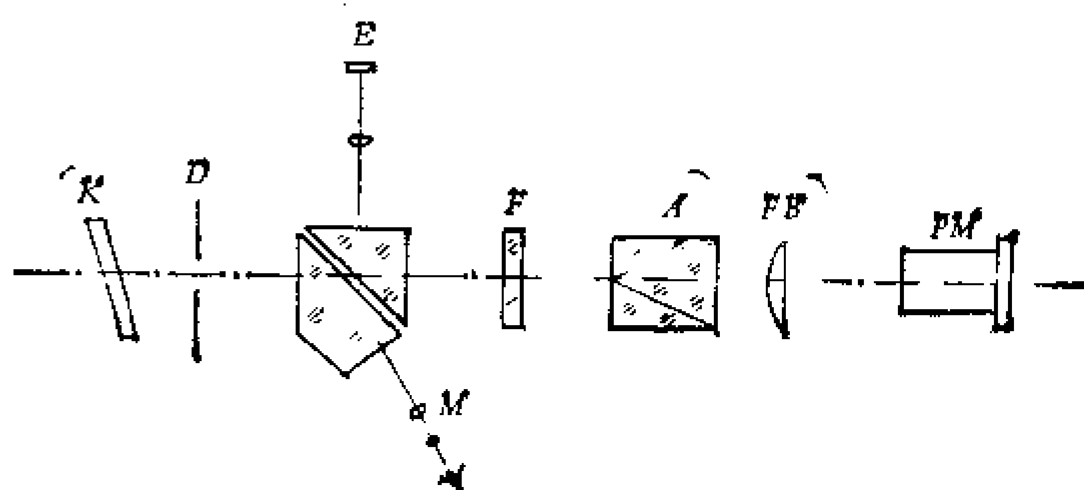


图 6.26 单光束光电偏振计.

和偏振分析器一道旋转. 但是，此时在每一方位角处光电管的灵敏度仍稍有不同，这是由于光电管旋转时在地球磁场中的方向不同，致冷效果的变化以及仪器机械部分弯曲使得望远镜出射光瞳的位置改变等等原因造成的. 为此，必须在每一方位角处，应用标准光源检验光电管的灵敏度. 有的偏振光度计，在偏振光分析器前加里奥退偏振器达到这一目的. 设观测的波段较宽，经过退偏振器后，星光被退偏振成为近似自然光. 那么，不论偏振光分析器处于何位置，出射光强度均应等于入射光的 1/2. 故可用来检验光电倍增管. 不过，这时要特别注意，只有当退偏振器的平面平行度很好，保证它加入光路后不使出射光瞳位置移动时，才能达到目的. 实际准则是，要求光瞳在探测器上的相对位移不超过它直径的 0.01%.

校准器 K 能使入射光产生偏振度已知的偏振. 例如一块倾斜

的薄玻片，改变它相对光轴的倾角，从式(6.34)计算得到出射线偏振光的偏振度，以此校验偏振计的测量结果。

2. 渥拉斯顿偏振计——双光束偏振计

见图 6.27，星光经过光栏 D，到达渥拉斯顿棱镜 W 被分成两

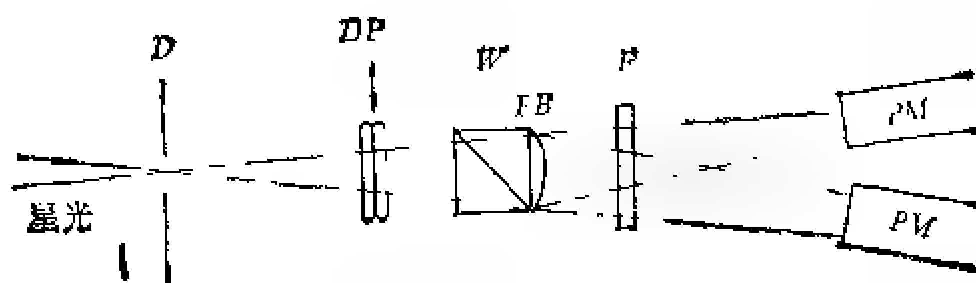


图 6.27 渥拉斯顿偏振计.

束，法布里透镜 FB 紧贴于该棱镜之后，它将两束偏振光分别投在两个光电倍增管上。测量这样进行：渥拉斯顿棱镜和光电倍增管一起，每旋转 30° 或 45°，分别用或不用退偏振器 DP 测量光电流。设以 $I_1(\phi)$ 和 $I_2(\phi)$ 表示当渥拉斯顿棱镜在方位角 ϕ 时，两光电管的输出信号；$I_{1d}(\phi)$ 和 $I_{2d}(\phi)$ 表示退偏振器置于光栏和偏振棱镜之间时相应的信号，那么，归化到相同灵敏度时的信号强度分别等于 $I_1(\phi)/I_{1d}(\phi)$ 和 $I_2(\phi)/I_{2d}(\phi)$，对每一个 ϕ 的观测结果，计算下列参数值：

$$S(\phi)=\left[\frac{I_1(\phi)/I_2(\phi)}{I_{1d}(\phi)/I_{2d}(\phi)}-1\right]\Big/\left[\frac{I_1(\phi)/I_2(\phi)}{I_{1d}(\phi)/I_{2d}(\phi)}+1\right]. \quad (6.68)$$

根据式(6.49)，可以证明

$$S(\phi)=p_E\cos 2(\phi-\varphi_0), \quad (6.69)$$

其中 p_E 是入射光的偏振度，φ_0 是入射光的主振动方位角。若渥拉斯顿棱镜不是理想的线偏振器，则式(6.69)成为

$$S(\phi)=\left[\frac{T_{/\!/}-T_{\perp}}{T_{/\!/}+T_{\perp}}\right]^{1/2}p_E\cos 2(\phi-\varphi_0), \quad (6.70)$$

式中 $T_{/\!/}$ 和 $T_{\perp}$ 的意义和式(6.28)中的 $T_{/\!/}$，$T_{\perp}$ 相同，于是当知道了一组 $S(\phi)$ 后，不难求得偏振度和方位角。例如，容易证明：

$$p_E = [(T_{\parallel} + T_{\perp})/(T_{\parallel} - T_{\perp})]^{1/2}\{[S(0^\circ)]^2 + [S(45^\circ)]^2\}^{1/2}, \tag{6.71}$$

$$\varphi_0 = \frac{1}{2}\,\mathrm{tg}^{-1}[S(45^\circ)/S(0^\circ)] \tag{6.72}$$

这种测量方法有一半的观测时间消耗在使用退偏振器的测量上，因而花同样多的时间观测精度却降低了。况且，对窄光谱区，里奥退偏振器不适用。为避免用退偏振器，近来发展另两种形式的双光束光电偏振计，兹分述如下：

(1) 一种方法是让渥拉斯顿棱镜相对于光电管旋转，在每转过 180° 时进行测量，则两光电管依次受寻常光和非常光照射，其灵敏度的不一致性被均衡了。当然，这里必须采取一些措施，使当棱镜旋转时，不改变出射光瞳在光阴极上的位置。用这种装置，当偏振棱镜处于位置角 0°, 45°, 180° 和 225° 时测量光电流，便可得到偏振光的斯托克斯参数。如果想消除一些系统误差，进一步提高观测精度的话，可把整个偏振计的方向旋转 90° 再测量一次。

(2) 还可以用一块消色差半波片放在固定的渥拉斯顿棱镜前，令它相对于光电管旋转(见图 6.28)。由§6.3第三小节的叙述可知，半波片只会改变线偏振光的偏振方向，所以旋转半波片，相当于偏振面旋转，即这样的半波片等效于旋转的偏振棱镜，然而，波片的旋转要较之偏振棱镜的旋转轻便得多，这样机械结构就稳定得多，从而出射光瞳位置的变化也小得多。

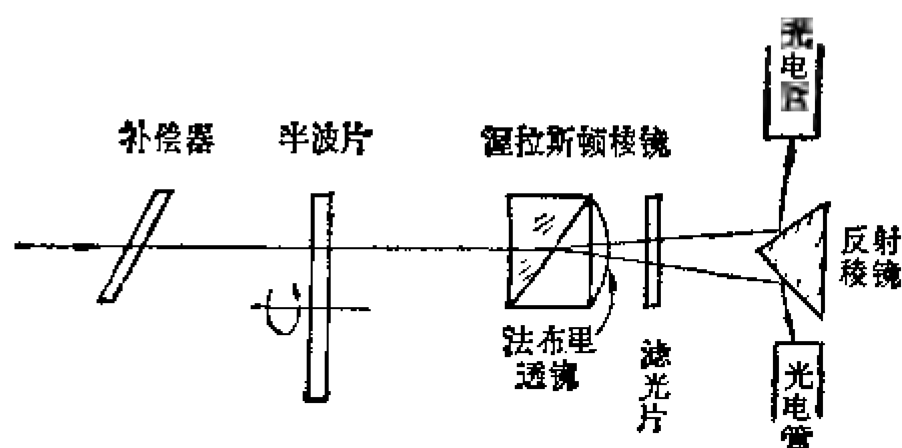


图 6.28 旋转半波片的双光束偏振计。

设消色差半波片的等效光轴不依赖于入射光的波长，它和渥拉斯顿棱镜主截面的交角等于ψ'，按照公式(6.53)和(6.49)不难证明，自渥拉斯顿棱镜出射的两束光强为

$$I' = \frac{1}{2}(I \pm Q\cos 4\psi' \pm U\sin 4\psi')$$

$$= \frac{1}{2} I[1 \pm p\cos 2(\varphi_0 - 2\psi')]. \qquad (6.73)$$

若ψ'和入射光波长有关，可在旋转半波片和偏振棱镜间再加一块与前面的半波片完全相同的固定半波片，令其等效光轴平行于棱镜的主截面，就可消除此种影响。

若半波片的位相差不严格等于π，而是$\pi+\varepsilon_1$（旋转波片）和$\pi+\varepsilon_2$（固定波片），ε_1和ε_2为小量，则方程(6.73)取如下形式：

$$I' \approx \frac{1}{2}\left[I \pm \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{4}\varepsilon_1^2\right) Q\cos 4\psi' + \left(1 - \frac{1}{2}\varepsilon_2^2\right) U\sin 4\psi'\right]$$

$$\pm \frac{1}{8}\varepsilon_1^2 Q \pm \frac{1}{2}\varepsilon_1 V\sin 2\psi'. \qquad (6.74)$$

对于§6.3中所述潘赫拉特南消色差半波片，在0.3至1.0微米光谱范围内，ε值不超过0.04，故公式(6.74)中的ε_1和ε_2可略去。

双光束偏振计同时利用入射光分成的两束光，较之单光束偏振计效率提高了一倍，但它最主要优点还不只是节省了观测时间，而在于大大消除了地球大气闪烁产生的噪声。因为闪烁噪声对各种振动平面的偏振光的影响都是一样的，故同时记录两互相垂直的偏振分量，可消除闪烁噪声。此外，也可消除天空亮度和大气消光系数变化的影响，以及观测不规则延伸天体时导行误差的影响。所以，观测精度比单光束偏振计高得多。

3. 迅速调制信号的偏振计——闪烁法

这是以交流测量为基础的偏振计。设想将上述偏振计中间断地旋转的光学部件改为快速连续地旋转，例如，让光电管前面的偏振棱镜以圆频率ω旋转。则经过它的光强将得到调制。一般情况下，按式(6.49)，光电流信号包括直流和交流两部分，直流信号正比于总光强I，交流信号正比于Ip_t。若采用交流放大，然后检波，

输出信号记录图形应呈余弦函数 $\cos 2(\varphi-\varphi_0)$ 曲线，它的振幅正比于 Ip_E，强度极大时的方位角即为偏振光振动方向的方位角。但是，由于此时不出现直流成分，要确定 p_E，还得进行校准。

这种方法首先由欧曼提出，又称为闪烁法。霍尔和密凯塞尔(Mikesell) 据此原理设计的一种偏振计(见图 6.29)，得到了广泛

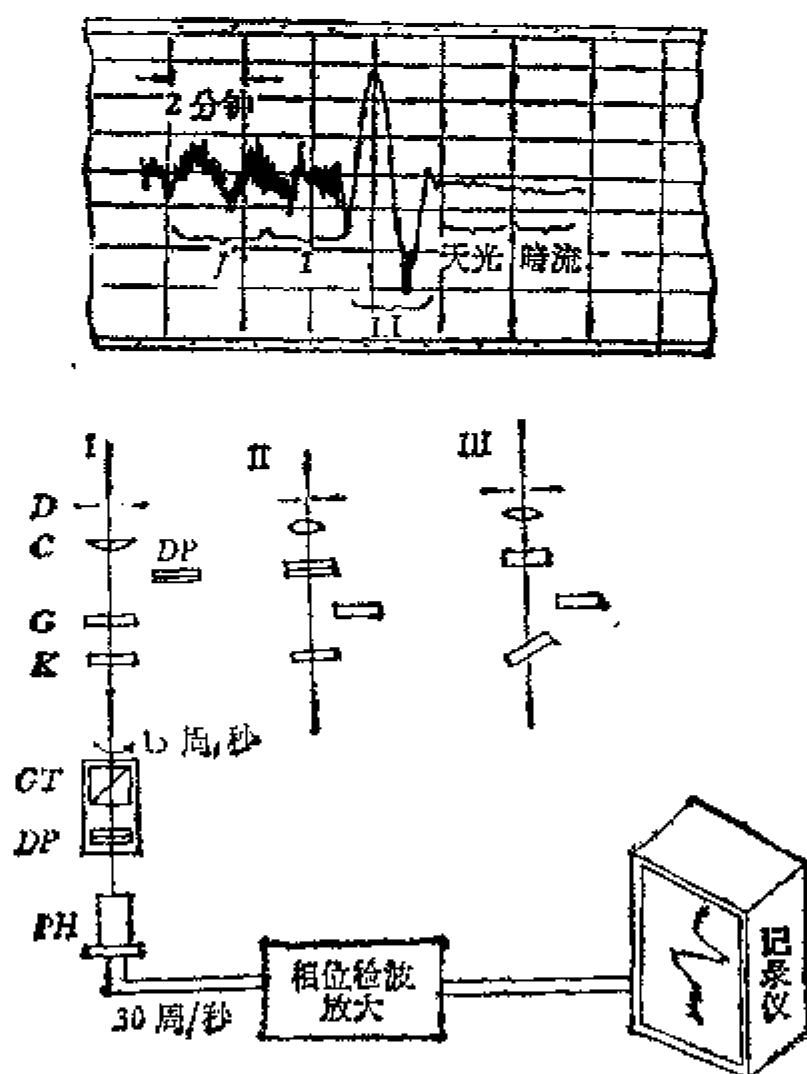


图 6.29 闪烁光电偏振计.

应用，图中，D ——光栏，C——准直镜，DP——退偏振器，G——厚度和 DP 相等的玻璃片，当退偏振移出光路时，用它补偿光程。K——校准器，GT——格兰·汤姆逊棱镜，PM——光电倍增管。GT 后面的退偏振器是为了避免光电管对不同偏振光灵敏度变化而采用的。格兰·汤姆逊棱镜以 15 周/秒的频率旋转，光电管产生 30 周/秒的交流信号。经过 2 分钟一周的相位检波和放大后，输出的直流信号随 $\cos 2(\varphi-\varphi_0)$ 变化，变化周期为 2 分钟。图

6.29 中 I，II，III 分别表示观测过程的三个状态，记录图形见 6.29 上图中相应的标记，状态 I —— 直接记录星光；状态 II—— 加入退偏振器 DP 取代玻片 G，此时若没有仪器偏振，放大器的输出将为零．在 2 分钟周期内，记录仪应描绘一条水平线（当然，由于噪音，实际上是起伏不平的）；状态 III—— 退去了偏振的辐射经过倾斜的校准器，又产生一已知的偏振作校验用．在状态 I 时，应测量天空背景和光电管暗流．

有很多实现偏振光调制的方法．如前面叙述的旋转半波片的偏振计中，快速旋转半波片；或者用泡克耳斯盒；或用电光调制器，均可得到高频调制．

迅速调制信号，是消除大气闪烁和望远镜导星不精确引起的偏振测量误差的唯一方法．有人作过如下估计：直径为 D 厘米的望远镜，当以每秒 N 次旋转波片进行调制时，大气闪烁引起的误差比不用调制时相差 k 倍，k 值近似等于 $(ND)^{5/6}/100$．因此，若 $N \approx 4000/D$，则闪烁误差减 10 倍，要是 $N < 250/D$，那么调制法完全不减小闪烁误差．

在介绍这些偏振计时，都只就测量线偏振来讨论．由 § 6.4 第一小节的叙述不难明瞭，在这些偏振计中，只须在偏振棱镜之前加上 1/4 波片，或加上适当程差的别的波片，就可作成测量圆偏振的圆偏振计或斯托克斯参数计．这方面内容这里不再赘述，留在太阳的观测一章中专门叙述．表 6.6 中列出各类光学偏振计的比较．

§ 6.6　偏振测量的误差及其检验和消除方法

就实质而论，偏振测量是绝对测量，它不能象在光度测量或热辐射测量中那样，选定某些恒量的星等及色指数为零，然后参考这些恒星来测定别的天体的亮度（在这种情形下，仪器系统的影响有可能消除）．如上所述，偏振测量测定的是辐射的绝对强度，或强度比，仪器效应产生的系统误差影响很大．可以说，虽然偏振测

量技术比较简单，但与系统误差无关的偏振测量问题，是天体物理观测中最复杂的问题之一。其次，因偏振量都很小，偶然误差也不允许太大。

下面分别讨论各种误差来源及消除(或减小)误差的方法。

一、光子噪声

在§6.5的第三小节中已经提到，由辐射的光子统计特性决定的噪声，限制了偏振测量的精度。在理想情况下，测定归一化的线偏振光斯托克斯参数的平均相对误差为 $(2/N)^{1/2}$。其中 N 是被统计的光子数。因此，降低这一误差的唯一办法是计数更多的光子。例如，适当延长观测时间；充分有效地利用宽光谱区的光；选用高效率的探测器，如用能以几千光子/秒·分辨元的速率计数光子的半导体二极管阵象管，都是达到这一目的的途径。

二、大气闪烁和大气宁静度的影响

大气闪烁效应是地球高层大气的湍流引起的(参见§7.1)，它使照射整个望远镜镜面的星光是闪烁的，光电观测时产生信号噪声。因地球大气不是双折射的，闪烁对星光的两个互相垂直偏振分量的影响相同。如前所述，这种噪声大部分可用同时测量两偏振分量的比值的方法来消除。

然而，大气宁静度(参见§7.1)受近地面大气乃至望远镜附近空气湍流的影响，这种效应表现为望远镜物镜被不均匀的且迅速变化着的光束照亮，换言之，出射光瞳的位置和亮度分布随时间变化。因为光敏面上各点的灵敏度不均匀，上述影响就引起信号起伏。对典型的光电倍增管，对于从渥拉斯顿棱镜出射的两束星光的信号比，这种效应产生的误差相当于闪烁效应对每束光产生的相对误差的10—20%。

大气闪烁和宁静度的有害影响都可用迅速调制信号的办法来排除。根据杨 (A.T.Young) 的计算，设掠过望远镜镜面的风速为30米/秒(典型值)，对口径50厘米的望远镜，调制频率不宜低于

20 赫，对 500 厘米的望远镜，不宜低于 2 赫。

若没有信号调制，应小心选用法布里透镜，它的焦距必须足够长，使得星像在光栏中的跳动不会显著地引起出射光瞳位置变更。此外，法布里透镜应是消色差的。

表 6-4 光子噪声和大气闪烁产生的偏振度测量误差 $\varepsilon_{光子}$，$\varepsilon_{闪烁}$

（λ/4 波片和渥拉斯顿棱镜组成光电偏振计，积分时间 60 秒，B 光谱区，总透射系数 = 50%，量子效率 = 20%）

望远镜口径(厘米)		50		155		300	
大气质量		1.0	2.0	1.0	2.0	1.0	2.0
$\varepsilon_{光子}$	B 星等 = 4.5	±0.010%		±0.003%		±0.001%	
	=7.0	±0.032%		±0.010%		±0.003%	
	=9.5	±0.10%		±0.032%		±0.010%	
	=12.0	±0.32%		±0.10%		±0.032%	
	=14.5	±1.0%		±0.32%		±0.10%	
$\varepsilon_{闪烁}$	未消除闪烁	±0.035%	±0.10%	±0.017%	±0.048%	±0.008%	±0.022%
	二通道比	±0.006%	±0.015%	±0.003%	±0.008%	±0.001%	±0.004%
	30 周/秒调制	±0.025%	±0.072%	±0.005%	±0.014%	±0.001%	±0.002%
	80 周/秒调制	±0.011%	±0.031%	±0.002%	±0.006%	±0.000%	±0.001%

表 6-4 举例说明对不同类型偏振计，由光子噪声和大气闪烁产生的偏振测量的误差。假设积分时间 60 秒，探测器量子效率 20%，望远镜与偏振计(包括二光束通道)对 UBV 系统的 B 光谱区的总透射系数 $T = 50\%$。

三、仪器偏振效应

仪器偏振效应有下列几种：

(一) 反射镜面产生线偏振

牛顿系统、折轴系统、定天镜系统等的平面镜会改变入射光的四个斯托克斯参数。它的影响和入射光的偏振状态、入射角、以及随时间而变化的镀铝面特性有着复杂的关系，如牛顿系统产生约

5% 的偏振. 这些望远镜都不适合作精确的偏振研究. 即使是非倾斜镜面，如卡塞格林系统，对轴向光束也会产生显著的仪器偏振. 这是由于镜面镀膜时，铝颗粒的排列使镜面各处偏振特性不一样造成的. 这种效应产生的偏振度可达千分之几，且和入射光的波长有关. 如要减小它，除非在镀铝时采取特殊的预防措施，即在镀铝前，使用火花放电清洁镜面，控制镜面上每一点的放电方向和镜面垂直. 经如此处理过的卡式镜面，其线偏振度不会超过 0.1%. 此外，折射镜面和金属光栏也都会产生线偏振.

许多经验表明，上述仪器偏振不能用补偿板消除. 但是，把望远镜和整个偏振计一起绕光轴旋转 180° 的前后作两次测量，就可以确定或消去仪器线偏振. 这是因为此时天体辐射的偏振方向与偏振棱镜主截面夹角增加了 180°，而仪器偏振方向和棱镜的相对交角没有变. 由式 (6.5) 可知，只要将两次测量的信号相减，即可消去仪器偏振，相加便可确定仪器偏振. 作这样的测量用地平式望远镜较方便. 对于赤道式望远镜必须具有特殊设计的机械结构才能绕光轴旋转. 现在，世界上有两架镜筒可旋转的卡塞格林望远镜，口径都是 61 厘米，一架安装在叶凯士 (Yerkes) 天文台，另一架放在澳大利亚的赛丁斯普林 (Siding Spring) 天文台. 借助这两架望远镜，已经测定了一些无偏振的近距标准星，见附录七. 这些星可作为检验仪器偏振的标准. 附录七还列出另外一些较暗的无偏振标准星.

（二）光学系统能将线偏振转变为圆偏振，或产生退偏振效应

折反射望远镜的改正镜或折射望远镜的物镜，若应力不均匀会出现双折射，经过它的辐射会产生位相差. 于是，线偏振光经过它有可能转变为圆偏振或椭圆偏振. 此时，用线偏振器研究时它相当于退偏振器. 一块产生程差 $\lambda/16$ 的物镜，在光学成像上可以说是优质的，然而它能使被测量的线偏振度降低 7%. 此外，当入射角的余弦很大时，自镜面的反射也会产生位相差.

测量距太阳 90° 左右的天空背景光的线偏振度，是检验望远

镜是否因其光学系统引起位相差的简易方法．当物镜对着蓝天时，通过一块程差为 0.57 微米的波片，后面再加一块偏振片，目视观测物镜，此时旋转波片，若看见物镜不同区域出现不同的紫色阴影，说明物镜中的位相差不小于 5°．

另一检验望远镜退偏振效应的方法，是观测线偏振度大而稳定的标准星．附录七中列出了星际偏振度大的标准星，可供参考．附录七中 λ_{max} 为线偏振度极大处的波长，在该波长处的偏振度 $P(\lambda_{max})$ 和方位角 $\phi(\lambda_{max})$ 的误差分别小于 $\pm 0.1\%$ 和 $\pm 1°$．在其它波长 λ 处的偏振度 $P(\lambda)$ 可按下面公式计算：

$$P(\lambda)/P(\lambda_{max}) = \exp[-1.15\ln^2(\lambda_{max}/\lambda)]. \qquad (6.75)$$

除上述检验仪器偏振的方法外，设计偏振计时，在偏振光分析器前面应避免用滤光片、透镜和倾斜的反光镜．最好用电介质做焦面光栏的材料，以尽可能减小仪器偏振．

四、光束在光敏面上位置的移动

光敏面上各处的灵敏度不相等，照射位置移动后，输出信号就会随之起伏．精确的偏振测量，要求这种位移不超过 0.01%．引起移动有两方面原因：1．偏振光学元件的旋转．这时，若偏振光学元件的平面平行度有几角秒的误差，或其光轴和望远镜光轴的平行度有同样的误差，都会达不到要求．旋转半波片调制信号时，实际调制频率是机械转动频率的 4 倍，这样比较有利．若再让波片尽量靠近望远镜焦平面，则对平行平面度的要求可放宽至 1 角分；2．望远镜导行不准或大气宁静度不好．前节中已叙述，这类影响可采用消色差法布里透镜，或用迅速调制信号的方法消除．

五、光学元件表面的有害反射

特别有害的是渥拉斯顿棱镜表面的二次反射光．它混到棱镜的出射光束中使测量的偏振度降低，而且，到达探测器的二次反射光量在很大程度上依赖于星像在光栏中的位置，因而使得这种系统误差难于消除．

一种防止二次反射光到达探测器的方法，通常是将不旋转的棱镜和光学系统中其它固定的平面光学元件相对于偏振计的光轴稍微倾斜一些。

六、天空背景的偏振

在低银纬的天区，夜天背景的线偏振度常超过5%，当有月光和黄道光时甚至超过50%。极光会引起天空背景亮度迅速变化。若测量天空背景时，光栏里有一颗未发现的暗星，也会给测量带来系统误差。设暗星和亮星的偏振度相差 ΔP，其亮度分别为 I 和 I_c，可以证明，亮星偏振度测量中引入的误差为

$$\varepsilon(P)=(I_c/I)\Delta P. \tag{6.76}$$

下面介绍一种消除天光偏振的方法。在旋转棱镜或旋转半波片的双光束偏振计中，用三个焦面光栏而不是如通常那样用一个光栏。相邻光栏的中心距这样设计，使中心光栏在法布里透镜上的寻常像和外测光栏天光的非常像重合，被观测恒星位于中央光栏里。因为中央光栏天光的寻常像上重叠了某一外侧光栏天光的非常像，故天光的偏振被抵消了。观测时，只要再单独测定天空背景的亮度即可求得被测星的偏振度。若外侧光栏里有一颗暗星，可由两光电管测量偏振结果的差异区分出来。

为了避免单独测量天空背景亮度的麻烦，也可用下述方法测定与天光无关的偏振度。

在光栏前或直接在光栏后，放一块偏振器(它不应改变仪器系统的分光透射系数，最好选用格兰·福考特棱镜)，令其主截面方位角 $\varphi_0=0°$，则按式(6.73)不难明瞭从偏振计的渥拉斯顿棱镜出来的两束光的强度是

$$I_G'=\frac{1}{2}kI(1\pm\cos 4\phi)+kI_b, \tag{6.77}$$

其中正号对应一束光，负号对应另一束光，k 为格兰·福考特棱镜对星光的透射系数，而 I 和 I_b 分别为一个光栏中星光和天光的强度。移去格兰·福考特棱镜，再作测量，此时，从渥拉斯顿棱镜的

出射光强分别为

$$I' = \frac{1}{2} I[1 \pm P\cos(2\varphi_0 - 4\phi)] + I_b. \tag{6.78}$$

两次观测对余弦的平均分别为 $\frac{1}{2}IP\Big/\left(\frac{1}{2}I + I_b\right)$ 以及 $\frac{1}{2}kI\Big/\left(\frac{1}{2}kI + kI_b\right)$. 所以，大体辐射的偏振等于:

$$P = \frac{\frac{1}{2}IP}{\frac{1}{2}I + I_b}\Bigg/\frac{\frac{1}{2}kI}{\frac{1}{2}kI + kI_b}. \tag{6.79}$$

比起分别测量天空背景亮度的方法而言，这种方法有许多优点，主要有

1. 格兰·福考特棱镜的主截面可用作测方位角的参考平面;
2. 可消除半波片位相差偏离 π 的误差的影响;
3. 排除了自渥拉斯顿棱镜出射的两束光相互影响的可能;
4. 不必另行测量天空背景;
5. 对于信号和背景差不多的恒星，其测量偏振的精度增加约 $2^{1/2}$ 倍.

七、有效波长的差别

用不同偏振计所作测量之间差别的一个重要原因，是未精密测定所用光谱区的有效波长.

在偏振计前加上一定的装置，就可以测定有效波长(见图6.30)，星光经过偏振器前，先经过一块几厘米厚的延迟器以及一块消色差1/4波片. 偏振器光轴方位角为0°，延迟器的光轴与之交45°，1/4波片的光轴又和延迟器交角45°. 利用式(6.23)和(6.38)，根据§6.3第一小节中叙述的缪勒矩阵运算法则，可以证明出射光的斯托克斯参数 Q 和 U 同厚延迟器位相差 δ 有关，分别正比于 $\cos\delta$ 和 $\sin\delta$. 由式(6.36)知，δ 与波数 $1/\lambda$ 成正比. 设对应某波长(例如 $\lambda = 0.45$ 微米)该延迟器为1/4波片，则对与其

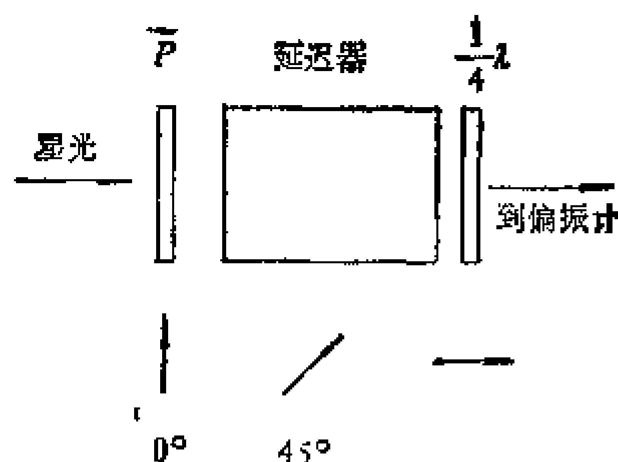


图 6.30 测定有效波长的装置.

相近的波长，可以认为通过延迟器和消色差 1/4 波片后，出射线偏振光的斯托克斯参数和 $1/\lambda$ 几乎有着线性关系. 或者说，通过偏振计测量的线偏振光的方位角随波数线性地变化. 因此，用这种装置能测定有效波长.

八、方位角的零点

比较方便的校准偏振计光轴方位角的方法如下：把望远镜水平地放置在子午面内，在望远镜前方用铅垂线悬挂一块偏振片，通过该偏振片观测一颗亮星，或远方的一光源，旋转偏振计中的偏振器，当透射光最弱时记取偏振器上标志光轴方位角的读数. 然后，将偏振片绕铅垂线旋转 180°，如上法记录透过光最弱时偏振器光轴方位角的读数. 则 90°（或 180°）与二次读数平均之差就是方位角零点的仪器读数. 不过，这种定零点的方法受偏振片光轴不均匀的影响，误差可达 0°.2.

或者观测偏振方位角已确定的恒星，如附录七所列，也可定出仪器方位角标度的零点. 但是，这些星的偏振方向可能会随时间变化.

测量火星或金星整个视面的偏振方位角，也可作为定方位角零点的依据. 因为，这些行星表面反射光的偏振方向总垂直于入射面，即垂直于太阳、行星和地球所在的平面，而这个平面可以从年历中所载行星的坐标计算出来，这种方法比较准确.

§6.7　偏振测量应用举例(偏振视向速度计)

天文偏振测量用途很广,例如测量天体的磁场,这方面内容将在第七章太阳磁场观测中介绍. §6.6的第七小节曾叙述了测定有效波长的原理. 七十年代初期,在此基础上美国阿里桑那(Arizona)大学月球和行星实验室提出了一种偏振视向速度计,可以测量到1公里/秒甚至小到10米/秒的视向速度.

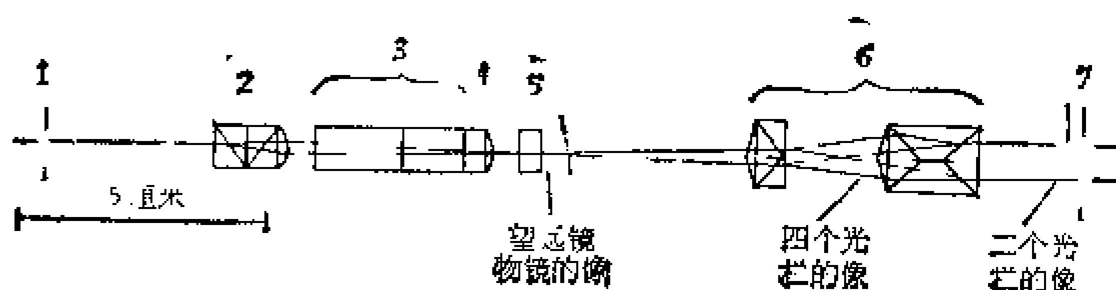


图6.31　偏振视向速度计.

图6.31为偏振视向速度计示意图,各组成部分分别叙述于下:

1. 望远镜焦面光栏,星像成于其上.

2. 石英双渥拉斯顿棱镜,它后面附有一块准直镜. 星光经过渥拉斯顿棱镜后被分成两束振动互相垂直的线偏振光.

3. 宽视场延迟器. 它的光轴与渥拉斯顿主平面交角45°. 该延迟器可由厚约1.2毫米的石英(或氟化镁)和厚17.7毫米的无色蓝宝石组成,它使由偏振器出射的两束线偏振光之间产生几百个波长的程差τ. 按式(6 36),有

$$\tau = \Sigma(n_e - n_o)s,$$

n_o和n_e为延迟器中晶体对寻常光和非常光的折射率,s为晶体的厚度,Σ表示对两种材料求和.

4. 消色差1/4波片. 其光轴在偏振器的主平面内,波片把从延迟器出射的椭圆偏振光变为线偏振光,但是偏振方位角较原来

从渥拉斯顿棱镜出射光的改变了$\theta=\frac{\pi\tau}{\lambda}$的角度.

5. 旋转的 1/2 波片. 某瞬间其光轴方位角为ϕ.

6. 渥拉斯顿棱镜组. 它们的前面附有角度不大的棱镜，5 和 6 都是测量线偏振光的方位角用的.

7. 表示分光计狭缝沿高度方向的开口. 它挡住渥拉斯顿棱镜分出的外侧两束光，只让另两束光进入狭缝. 这两束互相垂直的线偏振光在摄谱仪的焦平面上形成两条平行的光谱，测量这两条光谱相应点的总强度所得到的轮廓和被测恒星的固有偏振无关，$p\approx 1$.

表 6.5 表示光束经过各器件偏振状态的变化.

当 1/2 波片旋转时，光谱中每一分辨元上的照度根据式

表 6.5

器件名称	光轴方位角	图示	每束光的强度	圆偏振	线偏振	偏振面方位角(弧度)
1. 光栏			2	0	0	……
2. 渥拉斯顿棱镜	0° 90°		1	0	1	0 $\pi/2$
3. 延迟器	45°		1	$2\sin\left[\frac{2\pi\tau}{\lambda}\right]$	$\cos\left[\frac{2\pi\tau}{\lambda}\right]$	0 或$\pi/2$ $\pi/2$ 或 0
4. 1/4 波片	0°		1	0	1	$\frac{\pi\tau}{\lambda}+\begin{cases}0\\ \pi/2\end{cases}$
5. 旋转 1/2 波片	ϕ		1	0	1	$2\phi-\frac{\pi\tau}{\lambda}+\begin{cases}0\\ \pi/2\end{cases}$
6. 渥拉斯顿棱镜	0° 90°		中央两束光点和 $1+\cos\left[4\phi-\frac{2\pi\tau}{\lambda}\right]$		0	……

表 6.6　各类光学偏振计的比较

一、无迅速信号调制的线偏振计

序　号	1	2	3	4
天文上首创者姓名,年代	Hiltner, 1956	Behr, 1956	Serkowski, 1936	Appenzeller, 1967
草图[*]	G　D	D　W	W　D	λ/2　W
运动部件	格兰棱镜或偏振片逐步旋转	整个偏振计旋转,加入或取出退偏振器	二块型偏振棱镜位于0°和180°,整个偏振计每45°逐步旋转	半波片每步旋转22°.5
效　率	1/2	1/4	1	1
调制频率与机械运动速比	2	1	2	4
消色差元件对0.3—1.0微米的有效性	+	+	+	+
为达高精度需满足的要求	偏振器平面平行优质退偏振器	退偏振器的光学表面严格平面平行	渥拉斯顿棱镜薄、平面平行、不倾斜、出射瞳孔在其后表面上	半波片平面平行
使用天文台	列宁格勒大学天文台	阿里桑那大学 格拉斯哥、斯德哥尔摩，欧洲南方天文台 洛威尔 华沙 悉丁斯普林	阿里桑那大学	托洛洛 叶凯士 欧洲南方天文台

二、迅速信号调制的线偏振计

序　号	1	2	3	4
天文上首创者姓名，年代	Öhman, 1943 Hall & Mikesell, 1950	Dollfus, 1963	Lyot, 1948	Livingston & Harvey, 1971
草　图	G　D	λ/4 λ/2 λ/4 W 45°,步　90°,步	M　λ,γ	±λ/2 或0　±λ/2　W 22.5°　45°
运动部件	格兰棱镜或偏振片迅速旋转	半波片迅速插入或取出，λ/4 波片每步转 45°	半波片连续地快速旋转	无运动部件用两块泡耳克斯盒或电光调制器
效　率	1/2	.	1	1
调制频率与机械运动速之比	2	1	4	∞
消色差元件对 0.3—1.0 微米的有效性	+	−	+	−
为达高精度需满足的要求	偏振器平面平行优质退偏振器	半波片的光学表面严格平面平行，第一块 λ/4 片不是消色差的	半波片平面平行	−
使用天文台	贝尔格莱德　京都　基也辅基特峰　海耳天文台　克里米亚天文台　阿巴斯图曼尼	墨冬天文台 莱顿	阿里桑那大学　格拉斯哥高纬天文台　柯罗拉多	基特峰

三、圆偏振计

	无快速信号调制	快速信号调制	
序号	1	2	3
天文上首创者姓名，年代	Serkowski & Chojnacki, 1969	Babcock, 1953	Dollfus, 1963
简图	λ/4 W 90°/步	±λ/4 W	λ/2 λ/4 W 90°/步
运动部件	λ/4波片每步旋转90°	无运动部件用泡克耳斯盒或电光调制	加或不加λ/2波片，λ/4波片每步转90°
效率	1	1	1
调制频率与机械运动频率比	2	∞	1或2
对0.3–1.0微米的消色差性能	+	—	+
为达高精度需满足之要求	λ/4波片平面平行	—	调制用的波片平面平行
使用天文台	阿里桑那大学	哥伦比亚大学 夏威夷巴特勒天文台	墨冬天文台 阿里桑那大学

四、斯托克斯测量计(同时测量线偏振和圆偏振)

序号		1	2	3	4	5
天文上首创者姓名,年代		Orrall, 1971			Ikhsanov & Platonov	Beker, 1971
草图		λ/4 W	λ/4 λ/2 W 45°/步	λ/4 λ/2 W	λ/2 λ/4 或 0 W	±λ/2.6 ±λ/6.8 λ/4 W 0° 45° 45°
运动部件		λ/4 波片快速连续旋转	λ/2 波片快速连续旋转,λ/4 波片每步转 45°	λ/4 与 λ/2 波片同速反向快速旋转	λ/2 波片快速旋转,测线偏振,可变延迟器测圆偏振	无运动部件用泡克耳斯盒或电光调制器正弦调制
效率	线	1/4	1/2	1/2	1/2	0.87
	圆	1/2	1/2	1/2	1/2	1/4
速度比	线	4	4	4	4	∞
	圆	2	4(2)	6	∞	∞
高精度要求		λ/2 波片平面平行	λ/2 波片平面平行	两波片均平面平行	半波片平面平行	-
对 0.3—1.0 微米消色差性能		+	+	+		—
使用天文台		夏威夷,里克天文台	阿里桑那大学	阿里桑那大学	普尔柯沃天文台	高纬天文台

[*] G表示格兰棱镜,D表示退偏振器,W表示渥拉斯顿棱镜

(6.49)为

$$E_\phi = F_o\left[1 + p\cos\left(4\phi - \frac{2\pi\tau}{\lambda}\right)\right]$$

$$= F_o + E_o p\cos\left(2\pi\frac{\tau}{\lambda}\right)\cos 4\phi$$

$$+ E_o p\sin\left(2\pi\frac{\tau}{\lambda}\right)\sin 4\phi, \tag{6.80}$$

用适当的电子测量系统记录信号的平均强度，对一组 ϕ 得一类似式(6.80)的方程组,用最小二乘法解此方程组可得方位角 $\frac{2\pi\tau}{\lambda}$，至于方位角和波长关系的零点可能会因温度变化发生漂移，可在实验室中用单色光来校准. 在望远镜上,只需要一种单色光源,用来校验这种关系随时间的漂移,为了提高测量精度,延迟器应该是精确的平面平行板,且放在装满冰和水的杜瓦瓶中,以保证延迟器的温度变化不超过 0.01℃.

这种方法是为单独观测某一谱线而提出的，它特别适合于研究谱线较少的早型星的视向速度，因而可与第五章中介绍的仅适用于晚型星的光电方法相互补充.

参 考 文 献

[1] Method of Experimental Physics, Vol. 12, Part A (Edited by N. Carleton) Academic Press, 1974.

[2] Astronomical Techniques (Edited by W. A. Hiltner), The University of Chicago Press, 1962.

[3] Курс астрофизики и звездной астрономии (Ответственный редактор, А. А. Михайлов), Государственное издательство, 1973.

[4] Planet, Stars and Nebulae (Edited by T. Gehrels), The University of Arizona Press, 1974.

[5] W. A. Shurcliff, Polarized Light, Harvard University Press, 1962.

[6] *Advances in Astronomy and Astrophysics* Vol.1, p.290(Edited by Zdeněk Kopal), Academic Press, 1962.

第七章 太阳的观测

太阳的目视星等为 $-26^m.74$，它在地球表面的照度相当于夜空中最亮的恒星天狼星($-1^m.46$)的 10^{10} 倍；太阳的平均视直径为 $31'59''.26$，也是一切天体中最大的，我们能看到太阳视面上的一些细节．对于这样一个特殊的天体，有可能也有必要采用高色散度，高时间分辨率和高空间分辨率的仪器进行观测．这就使得太阳的观测仪器和方法与其它天体不同．此外，强烈的太阳辐射加剧了近地面大气的湍动，使大气宁静度（seeing）变坏，给地面高分辨率的太阳观测带来很大麻烦，这也使得太阳工作者对它采用的仪器和方法要作特殊的考虑．

本章将先介绍天文宁静度的概念，然后叙述地面观测太阳的仪器和方法，关于太阳的高空和空间观测请参考第九章和第十章．

§7.1 地球大气对光学成像的影响

在绪论一章中，讨论过地球大气的消光作用．作为光学介质，大气也会影响望远镜对天体的成像．在光学波段，若暂不考虑与波长的依赖关系，大气的折射指数可近似地表为

$$N = 79\frac{P}{T},\tag{7.1}$$

其中 $N = (n-1)\times 10^6$，n 为光学中通常定义的光学介质的折射率；T 为温度，以绝对温度为单位；P 为以毫巴为单位的大气压力．在海平面，N 约等于 250．

若考虑大尺度范围，折射率主要因压力不同而随高度按指数律递减．此时可把大气看作相对稳定的分层介质．星光通过折射率从上到下逐渐增加的大气层时，被向下弯曲，这就是蒙气差．蒙

气差不影响成像，而只改变天体的天顶距．对成像质量有影响的因素是大气湍动．

一、大气湍动的影响

在小尺度结构，地球大气处于极杂乱的湍流运动状态．当大部分的太阳辐射穿过大气到达地面时，对地面起加热作用，而地表的地形地貌结构各不相同，对辐射的吸收和反射各异，使紧贴地表面的大气温度极不均匀，于是热空气上升，扩散，不同温度的气团相对随机地运动．可以设想这种湍流大气如同在均匀大气中掺入了许多大小不一的湍流元构成的．湍流元的尺度从几毫米到几十厘米，湍流元本身的温度均一，但与周围介质不同，有的温度比周围介质高（例如地面受热上升引起的，或者是远方移来的暖空气团，或者城市污染等原因造成的）；有的温度比周围介质低（例如远处移来的冷空气团，或者在递温层形成的），湍流大气中温度也在随机地变化着．地面高度 1 公里处大气中温度的起伏典型值约十分之几度；近地面百米范围内，温度起伏甚至达几度．

温度起伏导致折射率起伏．对式 (7.1) 微分得

$$\delta N = 79\left(\frac{\delta P}{T} - \frac{P}{T^2}\delta T\right),$$

借助理想气体绝热过程的状态方程

$$\frac{P}{T}\frac{\delta T}{\delta P} = \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \tag{7.2}$$

对于空气，比热常数 $\gamma \approx 1.4$，可得折射率起伏

$$\delta N \approx 200(P/T^2)\delta T. \tag{7.3}$$

光波在这样的大气中传播时，其位相和振幅也相应地在平均值附近起伏变化着，由光波在湍流介质中传播的理论推得，折射指数起伏的均方值为

$$\langle \delta N^2 \rangle = D_N(r) = C_N^2 r^{2/3} = C_n^2 r^{2/3} \times 10^{-12}, \tag{7.4}$$

其中 $D_N(r)$ 称为折射指数起伏的结构函数，C_N^2 称为折射指数起伏的结构常数，r 为被考虑湍流元的范围．括号〈 〉表示对时间

的平均。

位相起伏结构函数等于

$$D_{\phi}(r) \approx 2.91 k^2 r^{5/3} \int_0^{\infty} C_n^2(x)\, dx \text{ ,} \tag{7.5}$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$，λ 为光波波长.

这些起伏变化在望远镜中产生的观测效应有下列几种：

1. 星像抖动：明锐的像点围绕它的平均位置不规则地来回跳动；

2. 像畸变：不同的像点位移了不同的距离但保持它的清晰度；

3. 像模糊：像点蜕化成一个圆；

4. 闪烁：像点的强度瞬时变化.

二、大气宁静度和闪烁

见图 7.1. 来自天体的平面波前 A，经过一段折射率不均匀的

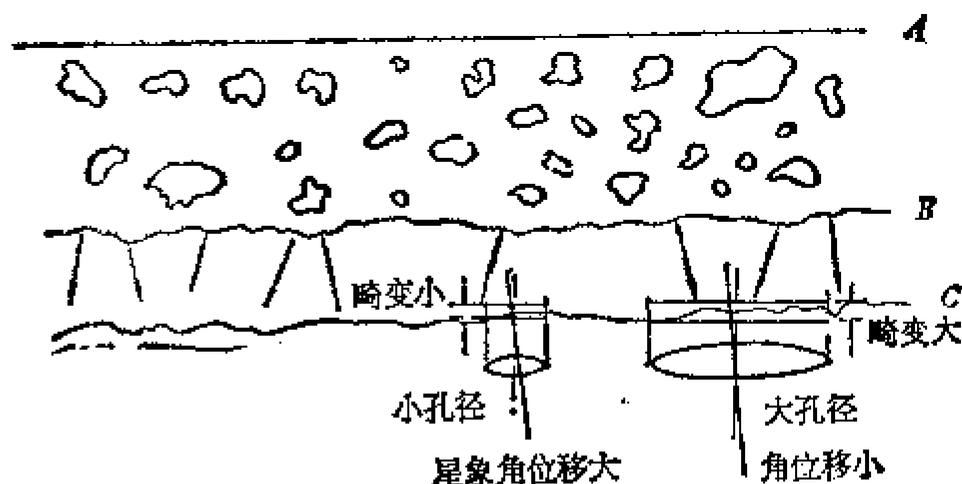


图 7.1 大气湍流对星光波前的影响.

大气后，到达 B 处时波前已被歪曲了. B 处扭曲的波前上不同部分以稍稍不同的方向传到 C 点时，波前上的波能密度也变得不均匀了，用望远镜只看到畸变波前的一部分. 如果望远镜口径较小、所截取绉折波前起伏的幅度远小于光波波长的话，波前近于倾斜平面，此时星像明锐，可见到衍射图样，只是方向稍许变化. 湍流元的运动，使畸变的波前时时处于变动之中，故星像在平均位置附近来回跳动，跳动频率主要位于 0.1—10 周/秒. 若用较大口径望

远镜观测，看到的波前范围变宽，畸变幅度也大了，星像变得模糊，就象经过一片不均匀的窗玻璃所见景物一样，但星像在平均位置来回跳动要小些。

对于太阳这样有视面的天体，像的抖动表现为太阳像边缘的起伏波动。另一方面，视面上相邻两点的光束以不同的入射角穿过湍流大气，到达望远镜时已不再保持其原来的相对方向和位相，故产生畸变。看起来，日面上黑子等呈现扭曲和飘动。

天文观测中用大气宁静度一词描述上述星像抖动、畸变和模糊的程度。显然，当大气宁静度不好时，实际星像直径大大超过望远镜口径对应的衍射圆直径。通常以星像抖动圆面直径描述大气宁静度的优劣。

可如下推算星像抖动的角度，见图 7.2. 设距离为 b 的波前

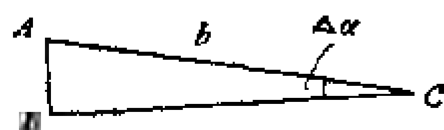


图 7.2 波前偏转与位相的关系.

AC 受湍流的影响偏转了一角度 $\Delta\alpha \ll 1$，即在 A, B 两点间形成位相差 $\Delta_s = \frac{2\pi b\Delta\alpha}{\lambda} = kb\Delta\alpha$，所以

$$\langle\Delta\alpha^2\rangle = (kb)^{-2}\langle\Delta s^2\rangle = (kb)^{-2}D\phi(b),$$

由公式 (7.5) 得

$$\langle\Delta\alpha^2\rangle = 2.91 b^{-1/3}\int_0^\infty C_n^2(x)\,dx\,, \tag{7.6}$$

这里 b 相当于望远镜的口径 D，考虑到路径 x 与天顶距 z 和高度 h 的关系 $x = h\sec z$，式 (7.6) 成为

$$\langle\Delta\alpha^2\rangle = 2.91 D^{-1/3}\sec z\int_0^\infty C_n^2(h)dh. \tag{7.7}$$

由式 (7.7) 可知，当望远镜口径 D 增加时，$\langle\Delta\alpha^2\rangle$ 稍有降低。在靠近地面的低层大气里，通常 C_n^2 有最大的值，故对式 (7.7) 中积分贡献最大的是低层大气。也就是说，影响宁静度的主要是低层大

气的湍流.

大气对望远镜成像质量的影响用大气光学传递函数表示. 理论推得大气光学传递函数为

$$(\mathrm{OTF}) = \exp\left\{ -21.62\lambda^{1/3} f^{5/3}\left[1 - \alpha\left(\frac{f\lambda}{D}\right)^{1/3}\right] \times \sec z \int_0^\infty C_n^2(h)dh\right\}, \qquad (7.8)$$

这里 f 为望远镜焦平面上像的空间频率除以望远镜焦距, α 为依赖于观测时间和观测目标远近的参数,其值位于0—1之间.

波前上波能密度不均匀(相当于振幅起伏)的结果使望远镜焦平面上像点的亮度瞬时变化,即产生所谓闪烁. 眼睛若置于望远镜焦点,可看到明亮的物镜上有不均匀的阴影流动变化着. 闪烁不影响望远镜的分辨率, 只在光电测光的记录中产生闪烁噪声.

考虑望远镜口径的平滑作用, 理论计算求得望远镜物镜上光流的偶然起伏相对值为

$$\frac{\sigma^2}{\langle P\rangle^2} \approx \left(\frac{D}{2}\right)^{7/3} h_0^{7/6} \sec^x z \int_0^\infty C_n^2(h) h^{5/6} dh, \qquad (7.9)$$

σ 为光强对数起伏的均方根值, $\langle P\rangle$ 为入射光流对数的平均值, h_0 为平流层的高度, x 为可变参数. 由公式(7.9)可看出, 对于小的高度 h, $h^{5/6}C_n^2(z)$ 较小,所以较高层大气对星光闪烁起主要作用. 同样可知望远镜口径较大时闪烁效应小些.

观测经验表明,在精心选择的台址,夜间宁静度特别好时, 星像抖动圆面直径为0.″1—0.″2. 一年中或许会有难得的几小时低于0.″1.较常出现的夜间宁静度为0.″5—2″. 最好的行星和月亮照片的分辨率约0.″4, 相当于12英寸望远镜的理论分辨角. 白天, 地面上升热流引起的温度起伏, 远大于夜间低层大气中出现的温度起伏;加之望远镜和圆顶直接被阳光加热,导致望远镜附近空气中温度极不均匀,其害处远远超过夜间的情形,因而白昼能达到的最佳分辨率比夜间能得到的低一个量级. 太阳天文工作者把能得到1″分辨率的宁静度认为是比较好的观测条件.

三、怎样获得优良的白昼宁静度

日面上角径1″的细节,实际尺寸相当于725公里. 如何获得最佳的白昼大气宁静度,从而能以更高的分辨率研究日面细节的特征,是太阳观测工作者首先要考虑的问题. 解决此问题的途径有三个方面,兹分述于下:

(一) 精选台址

近数十年来天文工作者极为重视台址的选择. 一个好的太阳观测站应该能在较长的时间里保持很好的宁静度. 愈大的望远镜对宁静度的要求也愈高,因为大口径对应的湍流面积也大.

什么样的地方具有好的宁静度? 传统的观念是把天文台建在山顶. 但近年来对宁静度的研究,一些天文台打破了这一传统观念. 宁静度的好坏和小气候有关,要由观测和测量来选定. 许多经验表明: 在水域中宁静度就很好. 如美国圣佛兰多 (SanFernando) 天文台,在一宽阔的盆地中找到一湖边的突出地带,那里三面环山,南面是湖. 湖对面连着一片田地,又如著名的美国大熊湖天文台,就是铺设了一条通道建于大熊湖中的,在那里能获得0″.5的宁静度. 还有,欧洲太阳观测联合组织在非洲西北的加那利(Canary)群岛[1]中,选择到二处宁静度为0″.5有时甚至0″.2的地方. 我国北京天文台在北京市怀柔县的水库中也选择到宁静度较好的台址.这类地点宁静度好的原因之一是水的热容量较大,大量吸收了太阳辐射热,水面上空温度扰动较小. 此外,经验证明: 较宽的平地比常有不规则阵风的丘陵山顶宁静度要好些; 草地或树木茂盛处比柏油广场好;远离矗立的建筑物,远离热源和冷源的地方宁静度也较好.

选择好宁静度台址的方法有下述三方面:

---

1) 一处位于 La Palma 岛上名叫 Roque de Los Machachos 的山上,海拔 2426 米; 一处位于 Tenerife 岛的 Izaña 山上,海拔 2392 米.

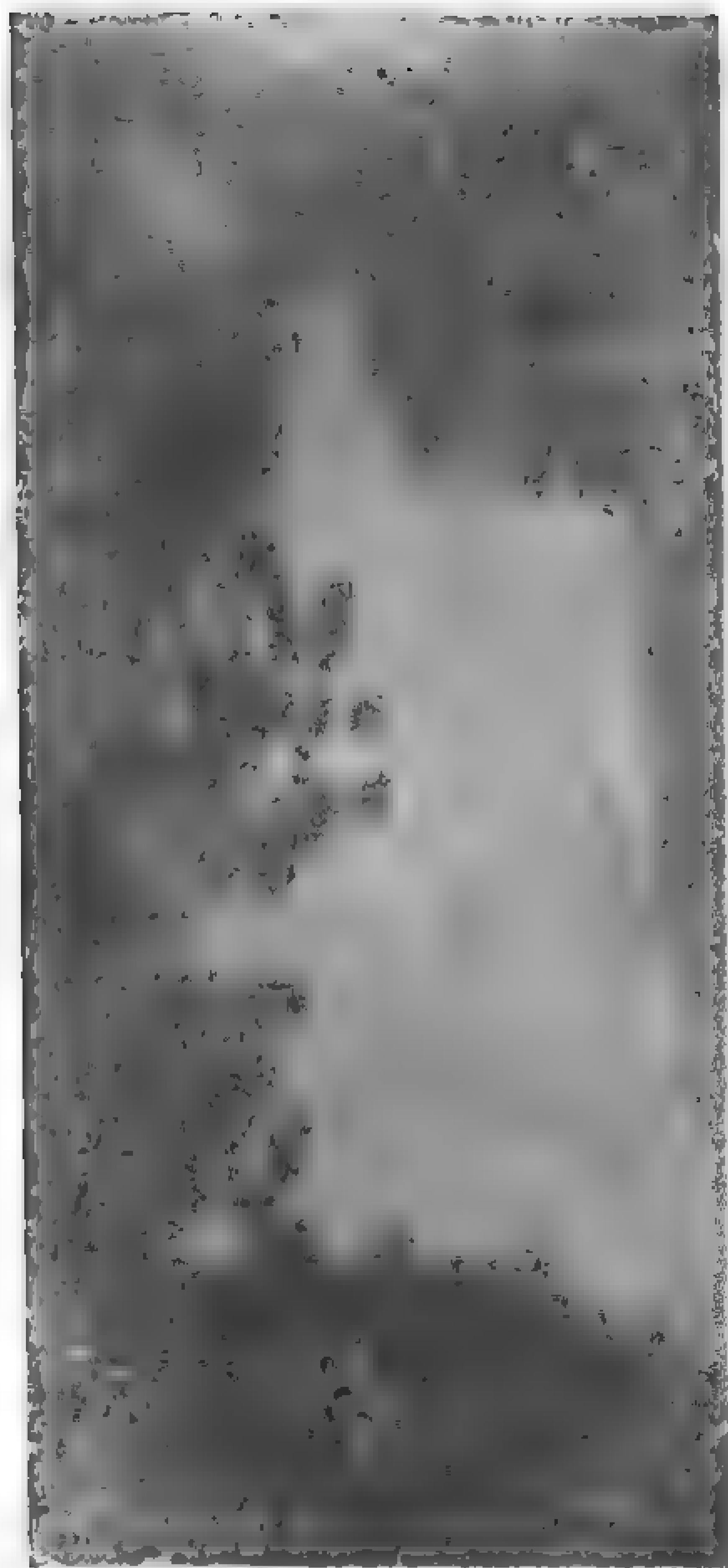


图 7.30　萨克拉门托天文台太阳像。



图 1.40 然保天文台太阳塔.

1. 观测太阳像的质量. 一种方法是用不大的望远镜(口径10－16厘米), 直接估计太阳像质好坏, 用一数字表示宁静度的等级. 例如, 我国北京天文台自1959年起, 对太阳单色像和白光像的目视观测, 以甲、乙、丙、丁四等划分目视宁静度, 西德夫琅和斐研究所的基彭霍伊尔 (Kiepenheuer) 等用1—5数字评价清晰度和宁静度. (见附录十四), 这种目视方法比较简便, 对初选台址非常有效, 但得不到客观和定量的记录. 另一种方法是拍摄光球照片, 按某种标准评定照片上的像质, 然后进行统计分析, 便可得知该观测点宁静度的优劣. 附录十四中给出了欧洲太阳联合观测组织(JOSO) 采用的评定米粒照片的五级标准, 也列出了北京天文台规定的日面照片等级划分标准.

2. 光电测量太阳像边缘运动的幅度和像的模糊程度. 如勃兰特 (Brant) 设计的一种光度计. 能够测定宁静度的角秒数[1].

3. 研究近地面大气层湍流或测量不同高度处的温度起伏. 史麦德勒 (Schmeidler) 的工作表明, 近地面存在对流层, 它由三层组成, 平均厚度为50米. 层的厚度和它下面的地面性质和风速有关. 有的地方该层厚度可能降低到几米. 他认为这厚度是选址的最合适的判据. 为了测量地面不同高度处的温度起伏, 可以用热敏电阻丝组成的桥式测量电路吊在塔上或放在气球上进行测量. 这种测量对太阳塔更为重要, 由此可确定太阳塔的最佳高度.

(二) 改进仪器

采取各种措施, 极力改善仪器周围和仪器内部的宁静度. 首先是将接受太阳光的镜面置于近地面的对流层之上, 避开扰动层的影响. 近几十年来, 无论是定天镜式的或折轴式的太阳望远镜, 均安装在离地面数十米的塔上, 即采取太阳塔的形式. 塔和仪器周围用循环水冷系统消除太阳辐射加热的效应, 如美国基特峰的2.08米太阳塔. 望远镜最好不用圆顶, 避免因圆顶开口形成的内

---

1) 参考 Brant P. N., *Solar Phys.* *13* (1970), 243.

外对流，如日本飛驒天文台的无圆顶太阳望远镜．其次，望远镜的光路以及其后接摄谱仪光路都密封抽真空（真空度约 0.6 毫米水银柱），以保证光路中没有对流，如美国萨克拉门托峰天文台（Sacramento）太阳塔．此外还必须防止风的作用产生震动影响像的稳定度．

（三）捕捉时机

大气湍流极无规则，宁静度的变化也极其迅速．经验表明，在宁静度很好的日子里，在每隔 5 秒钟重复拍摄的黑子照片中，只有差不多 1/100 的照片是不受大气抖动影响的．反之，在宁静度差的日子里，也并不是毫无可能拍摄到优质照片．往往在连续拍摄的一系列照片中．在两张相隔千分之几秒的照片中间会出现一张黑子和米粒组织极清晰的照片．这说明，为了提高观测效率，抓住宁静度好的时刻进行观测也很重要．

最简单的方法为目视监视．此法虽简便有效，但毕竟太累人．最好用光电方法测量宁静度，当宁静度好时自动控制曝光．这种宁静度鉴别器形式很多．读者可参考有关文献[1]．

§7.2 太阳望远镜

一、太阳望远镜的选择

（一）太阳望远镜的形式

太阳望远镜形式多种多样，有在赤道式望远镜上加上减光或投影装置作目视观测；有在折射镜后加上太阳照相机作照相观测；有长焦距的折轴式太阳望远镜；有用定天镜装置的水平式或垂直式的全反射系统太阳望远镜；也有应用定日镜的斜塔式太阳望远镜；还有几个镜筒装在一个底座上可同时进行多种观测的组合太阳望远镜．

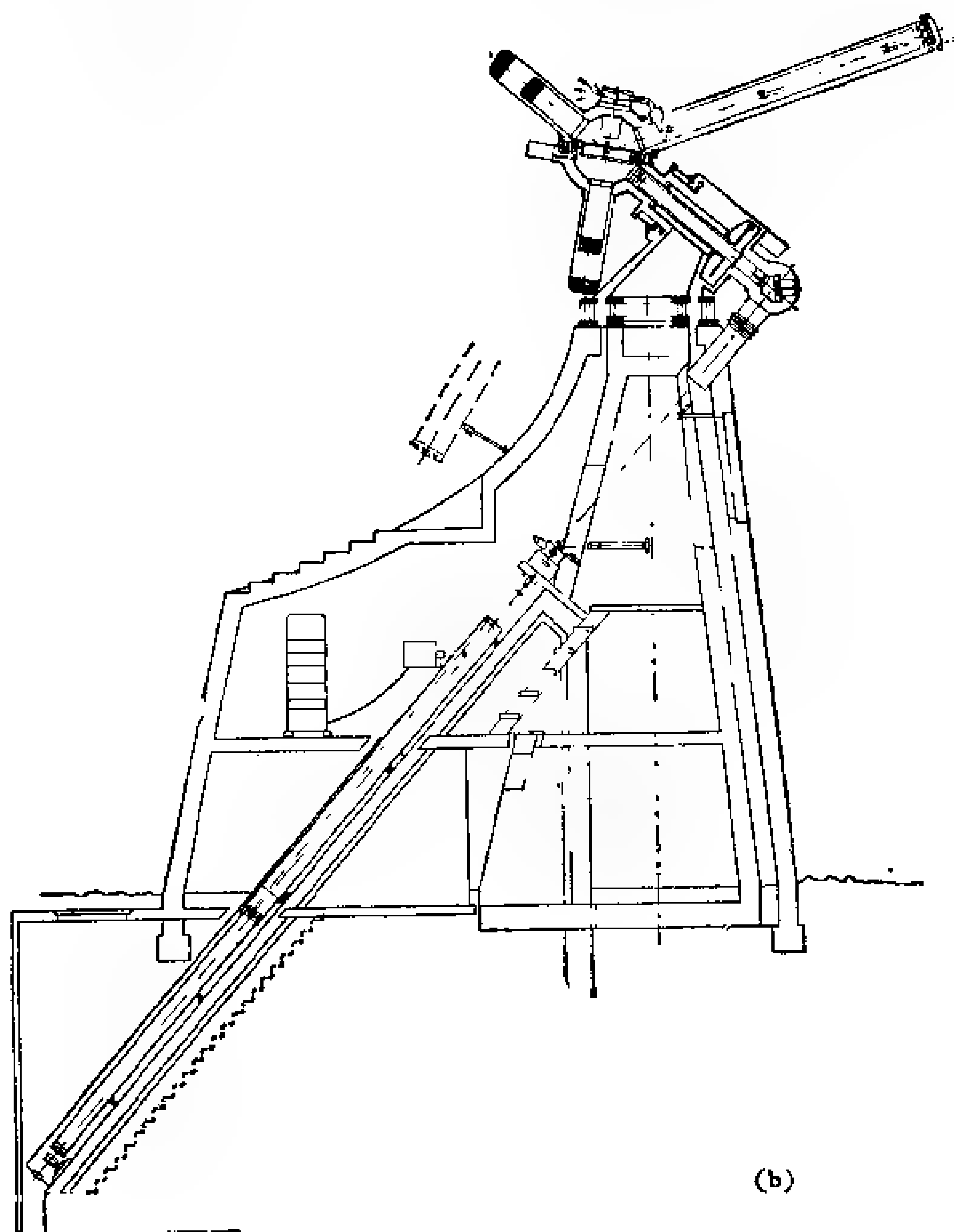
1) 参考 Maltby, P., *JOSO Ann. Report*, 1971, p. 21.

了目前所用的太阳望远镜，决定了研究目的。折射镜提供[illegible]的太阳望远镜[illegible]，这是因为：1. [illegible]透镜容易磨制[illegible]，使得能达到理论分辨率；2. 暴露于阳光下的透镜吸收的辐射对透镜几乎不起加热作用，在焦点附近的场镜[illegible]；3. 光路较短，有可能使整个望远镜



图7.4 折射式

达到均匀的温度；4．散射光比反射系统小得多．但是，若要对太阳表面细节作高色散的分光观测，则要求望远镜所成像尽可能大和亮，这就要求适当增大物镜的口径和焦距，与固定的摄谱仪相连接．此时具有定天镜系统的反射式太阳望远镜，特别是太阳塔就有着无与匹敌的优点．



太阳望远镜．



图 7.5　基特峰太阳塔.

（二）太阳望远镜的口径.

光球米粒直径 1″—2″，[illegible] 0″5；黑子本影米粒的间隔和直径比光球米粒小些；黑子半影纤维的宽度有的很可能小于 0″5. 所以，一个有效分辨率为 0″4 的太阳望远镜，能观测到不小于半影纤维的日面细节. 0″4 对应于口径 35 厘米望远镜的理论分辨本领.

由衍射理论知，物镜口径增加分辨率将改善，但实际上由于大气宁静度效应，这一点并不总是正确的. 如 § 7.1 中所述，大口径范围内包含了较大且较强湍流元，像变模糊了. 由湍流大气中波的传播理论推得，存在一个由下式定义的 r_0：

$$r_0=\left[\frac{6.88}{2.91k^2\sec z\int_0^{\infty}C_n^2dh}\right]^{3/5}. \tag{7.10}$$

在湍流大气中，一架口径 $D>r_0$ 的望远镜，它的分辨率等于没有大气时口径为 r_0 的望远镜的理论分辨率. 这就是说，望远镜口径

的选择必须和观测地点的大气宁静度相适应. 观测经验也表明,有时, 在望远镜物镜前加一定大小的光栏反倒能拍摄到较清晰的太阳米粒照片. 有人认为,在较好的观测点,口径30—38厘米的望远镜能得到最佳的太阳像. 目前,世界上最大的太阳望远镜物镜的口径为152厘米(位于基特峰天文台).

但是,对于要求空间分辨率1″的分光观测,有两个互相矛盾的因素. 一方面,适中的口径有较多的机会得到高清晰度的太阳像;另一方面,较大的口径可得到较亮的太阳像,因而缩短了露光时间,而露光时间缩短又有利于捕捉好的宁静度时机(注意§7.1中所述像抖动的频率),提高了空间分辨率.

迄今为止,在最好的太阳台址并用最好的太阳望远镜,仅能分辨平均为1弧秒的纤维细节. 然而,等离子体物理理论向人们揭示,太阳上重要的基本等离子体物理现象发生在约0.1角秒的纤细结构中. 现在情况有些象近代核物理学那样,核物理理论的发展预示着某种更高能量阈的基本粒子的发现,太阳物理工作者则期望以更高的空间分辨率,去发现新的基本等离子体物理过程.所以近年来,欧洲的太阳物理学家们致力于选择优良台址,并计划建造口径2.4米的大型太阳望远镜,以期能达到0″.1角秒的分辨率.

(三) 太阳望远镜的焦比

焦比的选择决定于研究课题和辐射接受器的分辨率与灵敏度. 例如由于一般辐射接受器对红外区不很敏感,太阳红外辐射也很弱,因此焦比往往达到$f/5$;与大色散光谱仪配合使用的太阳望远镜,焦距很长,焦比在$f/25$—$f/60$之间.

二、塔式太阳望远镜——太阳塔

典型的塔式太阳望远镜由三部分组成: 定天镜系统、成像系统、辐射接受装置. 后者包括一系列的物理光学仪器,如: 摄谱仪,磁像仪,干涉偏振滤光器,单色仪和干涉仪等等.

如图7.6,平面反光镜M_1和M_2组成定天镜,位于塔的顶部.

它将太阳光垂直地反射到塔底的望远镜物镜 M_3 上。M_3 为抛物面反光镜或球面反光镜。它固定不动，若望远镜为牛顿系统，则 M_3 和平面反光镜 M_4 组成成像系统。为了获得更大的太阳像，有的太阳塔中同时还具有卡塞格林副镜 M_5。M_6 是一可绕铅垂线旋转的法线倾角 45° 的平面镜，由它最后将太阳像投到预定的位置上。

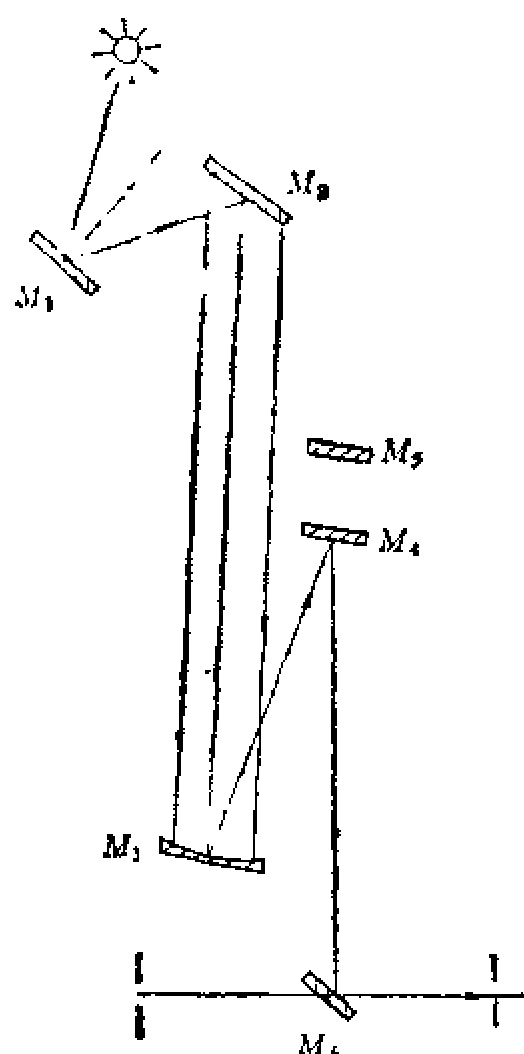


图 7.6　太阳塔光路图.

为了保证获得足够清晰和稳定的太阳像，在设计太阳塔时，必须考虑下列问题：

1. 适当选择塔的高度。测量表明，大气中温度起伏随高度增加按指数律减小。原则上，塔愈高愈好。但过分高的塔造价太贵，且不易解决塔的稳定性问题。实际上都是由实地测量不同高度处温度起伏结果选定塔的高度的。例如，美国基特峰天文台太阳塔在正式建造前测量结果：近地面温度起伏约 3℃；16.5 米高度处减小到 0.4℃；54 米高度处为 0.2℃。最后选定了塔高 30 米。

2. 预防震动。一个孤立的截面均匀的塔，在风力作用下塔顶的晃动和高度的三次方成正比。而反光镜法线若震动一小角 $\Delta\alpha$，反射光将改变角度 $2\Delta\alpha$。这些情况使防震问题不可忽视。为此，通常太阳塔由内外两层构成，外层塔在结构上不与内层相连，它支撑圆顶，起挡风作用，也隔开了塔内外的热交换，改善了塔内宁静度。

3. 防止热对流。太阳塔的光路长达几十米，如前所述必须专门设计以防止太阳辐射的加热效应和高塔建筑的烟囱效应。或将

光路密封抽真空；或用循环水致冷；或采用高反射系数的涂料（如二氧化钛）涂敷塔的外表，以保证光路中温度均匀，不致破坏太阳像的质量．

4．降低光学镜面的热变形．新镀铝的镜面在目视光谱区的反射率约90%，即每一反光镜吸收了大约10%的入射辐射．如果不考虑其它热散失，一块直径40厘米的反光镜在一分钟内吸热245卡路里．设镜厚10厘米，则一分钟内的温升将近0.01℃．反射镜面镀铝数月以后，吸收系数还会增大．故当反射镜面未采取有效的致冷系统时，会导致两个结果：（1）镜面变形，焦距变化，像差增加；（2）加热了的镜面会引起光路中的空气对流．故宜采用膨胀系数小的镜面材料．六十年代以前多用派勒克斯玻璃，但仍不符要求．经验表明，曝晒于日光下的派勒克斯镜面焦距相对变化约1—2%，若用熔石英、焦距变化小于0.125%．这种稳定的焦距改变尚可用成像镜的调焦来补救，有害的是不规则变形．近年来太阳望远镜中的反射镜面多采用微晶玻璃磨制．它的膨胀系数接近零值．详见表7.1，和图7.7．

表7.1　几种镜面材料的膨胀系数

材　料	密度(克·厘米$^{-3}$)	线膨胀系数(度$^{-1}$)
普通光学玻璃	2.5	75×10^{-7}
派勒克斯（pyrex）	2.23	32×10^{-7}
熔石英	2.20	5.5×10^{-7}
微晶玻璃	2.50	$0\pm1.5\times10^{-7}$

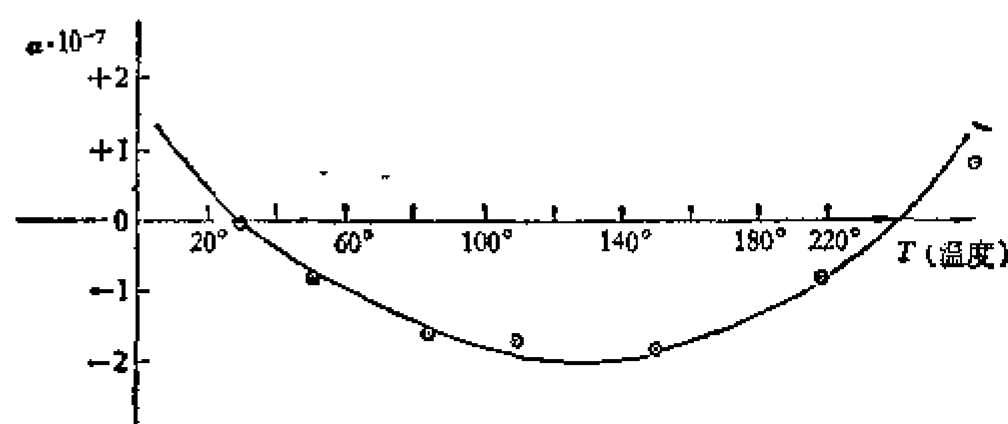


图7.7　国产微晶玻璃（VO-2）膨胀系数曲线．

既便是全密封的真空太阳塔，也必须考虑入射窗的热效应问题。厚度为 l 的玻璃，温度变化 Δt 时引起的光程差变化为

$$\Delta\tau = l\left[(n-1) + \frac{dn}{dt}\right]\Delta t, \qquad (7.11)$$

其中 n 为折射率，$\frac{dn}{dt}$ 为折射率随温度的变化率。由式(7.11)可计算透射玻璃热效应的影响。

自从世界上第一架塔式太阳望远镜于1908年在威尔逊山问世以来，类似的望远镜共建造了20余架。我国于1979年也建成了第一座太阳塔。塔式太阳望远镜之所以如此广泛，主要由于它具有下述突出的优点：

1. 像的质量比水平式太阳望远镜好。由于投向成像镜的太阳光线沿铅垂方向，其波面垂直于塔内空气对流的方向(对非真空太阳塔的情形)，在每一瞬间，波前上各点折射率的起伏很小，故太阳象受到的歪曲较小；

2. 与折射式太阳望远镜相比，它在地面某一固定位置给出一个便于观测的太阳像，使能应用大而复杂的摄谱仪和辅助设备。这是赤道式太阳望远镜办不到的；

3. 没有色差，适合进行从紫外到红外整个光谱段的研究；

4. 能提供大而亮的太阳像，且造价不是很昂贵。

三、定天镜装置原理

定天镜由两块平面镜组成，一块称为主镜或第一镜；另一块称为副镜或第二镜。它的作用是将太阳光投射到固定的方向，或水平(此时太阳望远镜称为水平式的)或铅垂(此时称为太阳塔)。同时它还保证有充分均匀的光束照到成像镜上。

为了达到第一个目的，定天镜必须具有两种运动，以补偿太阳周日运动和太阳赤纬的周年变化。见图7.8，M_1 是主镜，它的镜面平行于极轴，并绕和极轴平行的轴转动，转动方向和太阳周日运动方向一致，但其速度只有太阳周日旋转速度的一半，即48小时

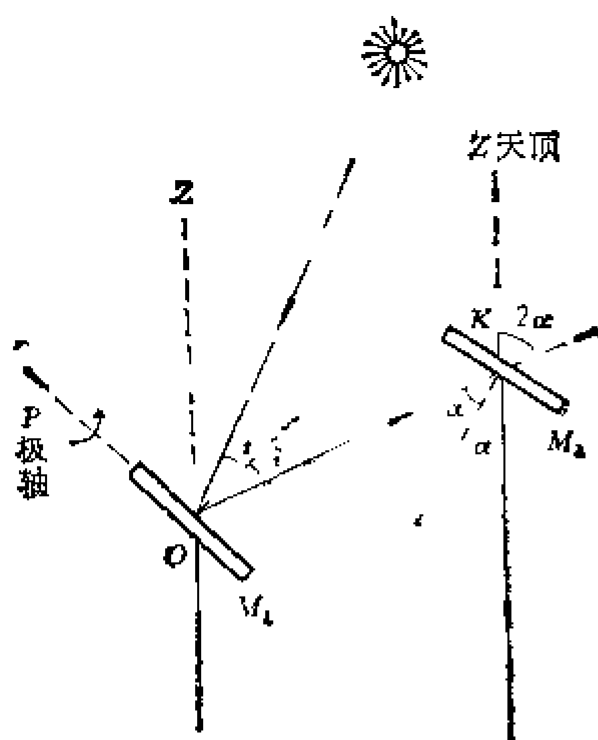


图 7.8 定天镜装置示意图.

旋转一圈. 这就保证了在一天内反射阳光在空间的方向不变. 图 7.9 为以主镜 O 为中心的天球图. $S_\odot$ 为太阳; N 为主镜法线在天球上的投影,它位于赤道上;OK 为主镜反射光束方向. 显然,$\widehat{S_\odot N}$ 等于阳光在主镜上的入射角 i, $\widehat{NK}$ 为反射角,根据反射定律有

$$\widehat{NS_\odot} = \widehat{NK} = i. \tag{7.12}$$

由此,赤道上的圆弧彼此相等,因此得

$$t_N - t = t_K - t_N = \frac{1}{2}(t_K - t). \tag{7.13}$$

对式(7.13)以时间 τ 为参数求导数, 因为要求反射光束方向不随太阳周日运动而变,即 t_K 为常数,所以有

$$\frac{dt_N}{d\tau} = \frac{1}{2}\frac{dt}{d\tau}. \tag{7.14}$$

由此得到下述结论:只要使主镜的旋转轴和极轴严格地平行,和镜面法线严格地垂直,且使主镜旋转速度等于太阳周日运动的一半,则反射光束在空间的方向就能不随太阳周日运动而变. 对于短时间的观测(如日食观测), 只有主镜就够了;但在一年中, 太阳的赤纬也在变化, 从图 7.6 可以看出, 主镜反射光束的赤纬等于 $-\delta_\odot$,

图 7.9 定天镜的天球坐标.

所以一年中主镜反射光束在空间的位置仍会变化. 对于经常性观测,仅用一个这样运动的主镜还不够,还必须增设副镜,改变主、副镜之间的相对位置就可以达到: 1. 补偿太阳赤纬的周年变化; 2. 获得截面最大的反射光束. 显然, 当主镜和副镜上光束的入射角 i 和 α 都小于 45° 时,反射光束的截面较大.

对于太阳塔来说, 补偿太阳赤纬的周年变化可用下列几种方法来实现:

1. 主镜沿极轴方向移动. 这种方法在许多大型太阳塔中被采用,但它需要精密的导轨和采取专门措施,以保证沉重的主镜沿着倾斜导轨(倾角等于地理纬度 φ)移动时没有危险. 此外, 对纬度30°或更低的地方来说,当采用这个方法时,为了在冬天(太阳赤纬 $\delta_{\odot} < 0$) 也能观测,要求主镜相对副镜高度大大降低,例如: 当 $\varphi = 32°$、副镜中心垂线到通过主镜中心的东西线距离 $d = 50$ 厘米时,计算得知在冬至 $\delta_{\odot} = -23°27'$ 时, 主镜高度必须比夏天低 2.5—3 米. 这就使整个装置的结构复杂化.

2. 副镜在铅垂方向移动. 如美国基特峰 60 厘米真空太阳塔, 法国墨冬天文台太阳塔都采用这种形式. 它同样也只适合高

纬度($\varphi \geqslant 45°$)地区．这种结构在机械方面比较简单．例如，当 $\varphi = 45°$，$d = 50$ 厘米时，副镜中心在夏天和冬天的高度差约 100 厘米．

3．主镜在子午线方向作水平移动，主镜和副镜的相对高度不变．这种办法适合于低纬度．

下面以第三种补偿方法为例，说明定天镜的设计．所谓定天镜的设计即求满足下述三条件时主镜 M_1 的移动范围：

(1) 反射光束截面尽可能大，即要求 i，α 尽可能小，在一年中任何时候都要小于 45°；

(2) M_2 和 M_1 高度差一定时，M_1 移动的轨道大小范围合理；

(3) M_1 和 M_2 保持适当距离时，M_1 不会挡住 M_2 反射向下的光束．图 7.10 为定天镜装置简图．平面 SOW 是通过主镜中心 O 的水平面，OS 是子午线，EW 为东西线，K 为副镜 M_2 中心，$KM = h$ 为 M_1，M_2 中心高度差，$DM = d$ 位于子午线方向，在一年中 d

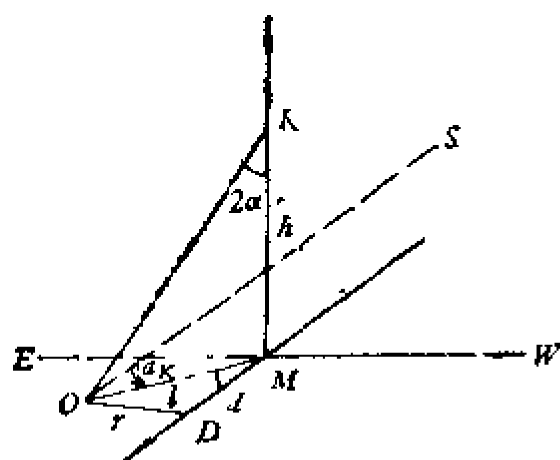


图7.10 定天镜直角坐标．

的变化能补偿太阳赤纬的变化．主镜反射光束 OK 经副镜反射后沿 KM 垂直向下．显然，$\angle OKM = 2\alpha$，即光在副镜上入射角的二倍；$\angle SOM = a_K$，是主镜反射光束的方位角，由图 7.10 可得

$$
\begin{aligned}
l &= h \operatorname{tg} 2\alpha, \\
r &= l \sin a_K, \qquad (7.15) \\
d &= l \cos a_K,
\end{aligned}
$$

又根据图 7.9 中 ΔPNK 得

$$\cos\iota = \cos\delta\cos\frac{1}{2}(t_K - t), \tag{7.16}$$

由球面三角形 ΔPZK 得

$$\cos 2\alpha = -\sin\delta_\odot\sin\varphi + \cos\delta_\odot\cos\varphi\cos t_K, \tag{7.17}$$

$$\operatorname{tg} a_K = \frac{\sin t_K}{\operatorname{tg}\delta_\odot\cos\varphi + \sin\varphi\cos t_K}. \tag{7.18}$$

在具体设计定天镜装置时，根据公式(7.15)—(7.18)，在已知观测地理纬度 φ 的情况下，对不同的 $\delta_\odot$，t_K 和 t，计算出 ι，α，a_K，l，r 和 d 的极值，并列成表，由表可选择出满足上述三条原则的两个镜子相互间位置及其变化范围。

通常让主镜沿东西轨道和南北轨道移动来选择镜面最有利的位置。例如，早晨太阳在子午线之东，主镜宜位于副镜之东侧，而下午恰相反。又，夏季主镜必须沿南北轨道往北移，冬季则向南。有的定天镜装置中，使主镜沿弧形轨道移动达到同一目的。

还要指出一点，为了调整到需要的 α 角，副镜应具有绕两互相垂直的机械轴旋转的可能。

四、定天镜和成像系统的配合

这里要讨论的是定天镜的大小和成像镜的大小以及距离之间的关系。设主镜和副镜的口径分别为 D_1 和 D_2，成像镜口径为 D_3，它们的中心距如图 7.11 a 所示。

日面某点发出的光，被主镜 M_1 反射后，到达副镜 M_2 处的光束截面是一个短径等于 $D_1\cos\iota$、长径等于 D_1 的椭圆。副镜接受这束光的有效截面又是一个短径为 $D_2\cos\alpha$，长径为 D_2 的椭圆（ι 和 α 分别为 M_1 和 M_2 上光束的入射角）。所以，能被反射到成像镜 M_3 处的光束截面形状为该两个椭圆的公共部分，即如图 7.11b 所绘阴影线部分。自日面所有点来的光到达 M_3 处都应是这样截面的光束。不过它们的中心不重合，只是部分重叠。图 7.11 a 中虚线表示日面中心来的平行光束范围，链线和实线各表示离日面

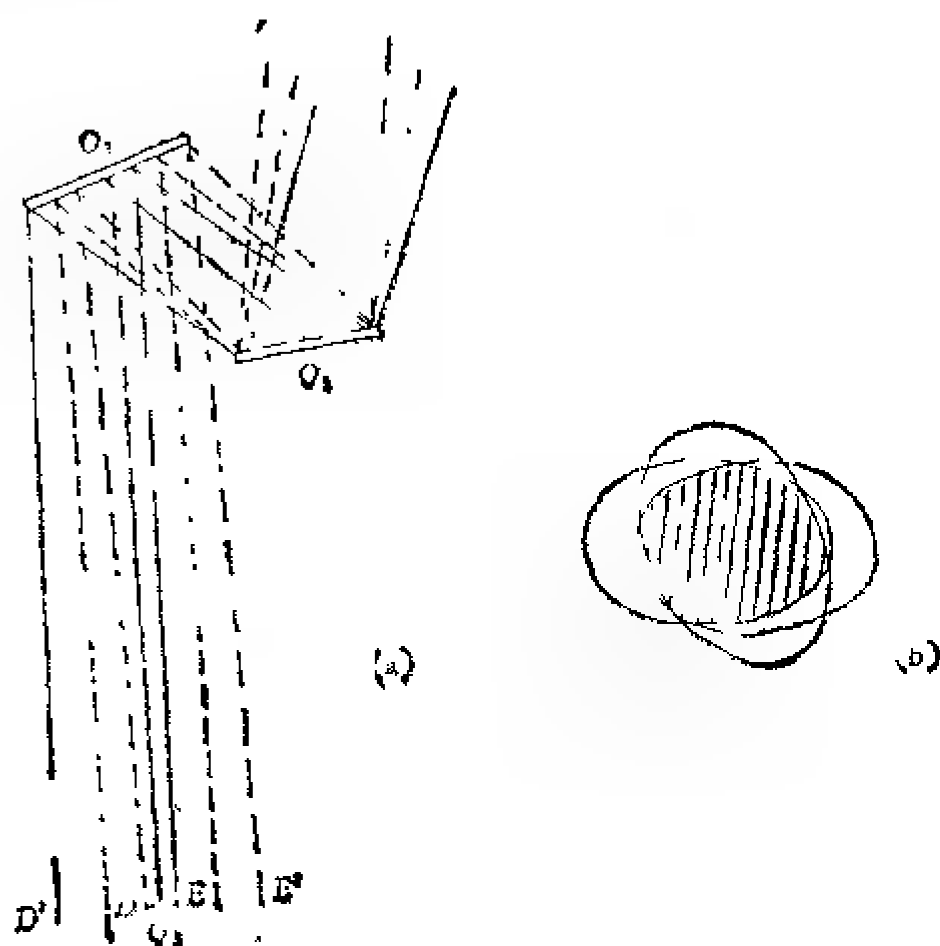


图 7.11

中心角距 θ 处来的平行光束的范围．它们重叠部分的最短距离为 $\overline{DE}$，因 α 一般较小，可认为 i 起主要限制光束截面的作用，容易得到

$$\overline{DE} = D_1\cos i - 2(l_1 + l_2)\,\mathrm{tg}\,\theta. \qquad (7.19)$$

如果成像镜的口径 $D_3 = \overline{DE}$，则在角半径为 θ 的日面范围内任一点来的光束都能照满成像镜．即成像镜接收这些点光量的有效面积一样大，故视场 2θ 范围内像的亮度是均匀的（不考虑日面本身亮度的不均匀性），它正比于各相应日面点的真亮度．超出 2θ 角视场以外，有部分光照到成像镜之外，故像被减弱了．由此可知，成像镜的直径 D_3 和要求达到的均匀视场的大小 θ 应满足关系式：

$$D_3 = D_1\cos i - 2(l_1 + l_2)\,\mathrm{tg}\,\theta, \qquad (7.20)$$

或者说，对一定口径的成像镜，均匀视场的角半径由下式确定：

$$\mathrm{tg}\,\theta = (D_1\cos i - D_3)/2(l_1 + l_2). \qquad (7.21)$$

从另一角度考虑，也可令成像镜大到能包括图7.11a中$D'E'$所示的范围，则在θ角范围内充分地利用了定天镜反射的光，且像是均匀的．但这样，M_1势必较大．

实际太阳望远镜中，θ角并不一定要等于太阳的角半径，只需要在分光仪狭缝对应的视场内是均匀的，没有仪器对光的栏阻现象．

五、定日镜装置

一块位置固定但能绕轴旋转的平面反光镜，其作用是补偿太阳的周日和周年运动，这样的装置称为定日镜．绕赤经和赤纬轴旋转补偿太阳运动的称为赤道式定日镜．如基特峰太阳塔采用的定日镜，见图7.12．设平面镜位于天球中心，其法线赤道坐标为

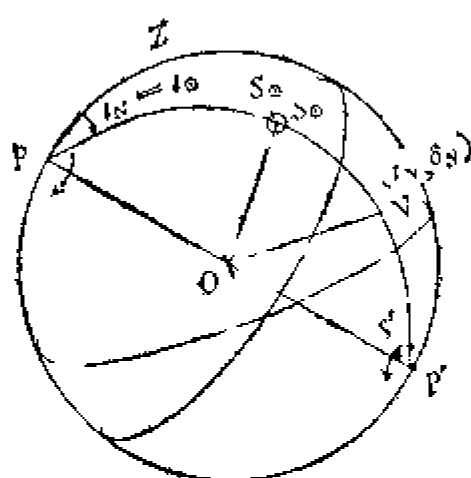


图7.12a　赤道式定日镜原理．

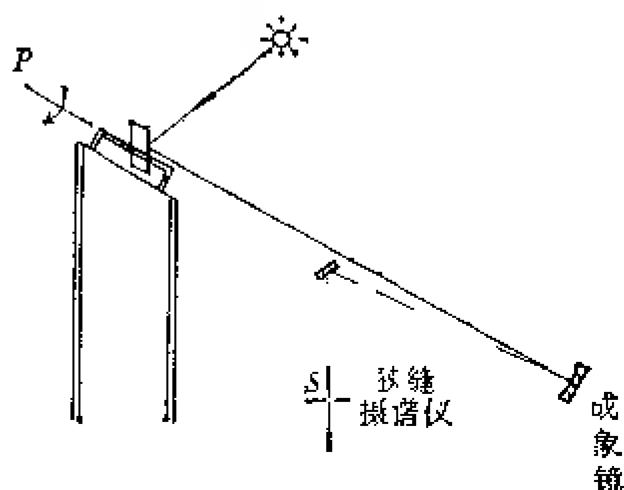


图7.12b　基特峰定日镜光路．

(t_N, δ_N)，若令

$$\delta_N = \frac{1}{2}(\delta_\odot - 90^\circ), \tag{7.22}$$

$$t_N = t_\odot,$$

$$\frac{dt_N}{d\tau} = \frac{dt_\odot}{d\tau},$$

其中$t_\odot$，$\delta_\odot$为日面中心的时角和赤纬．则不难理解该平面镜将日面中心的光沿极轴向南反射，且方向不随太阳的周日运动而变．对于日面上的其它点$S'_\odot$，按反射定律，其光束必投于极轴附近的

一点 S'. 因太阳和镜面法线同时绕极轴作周日旋转，S' 也绕极点旋转. 也就是说，把一块平面镜的法线调整到太阳所在子午面内，令其赤纬满足式(7.22)，且使它绕极轴每 24 小时转一周，则平面镜反射的光经成像系统后，能得到一个空间位置不变、但绕固定中心旋转的太阳像. 像旋转的周期也是 24 小时.

当太阳赤纬改变时，只需相应地调整法线的赤纬.

有的定日镜装置设计得使光束沿极轴向北反射，再通过一辅助平面镜改变其方向.

水平式定日镜是由一块平面镜同时绕极轴和水平轴旋转以跟踪太阳的装置. 见图 7.13，平面镜装在可绕水平轴旋转的叉臂中，它的反射面和 A 轴平行，B 轴垂直于极轴 P_sP，B 轴的一端和 A 轴相连于 S，S 可沿 A 轴滑动. 可以证明，在一年的任何日子里，只要调节 PS 的长度等于 PM 的长度，并令转仪钟驱动 B 轴绕极轴旋转，就能保证太阳反射光束不变地沿水平方向投向观测装置.

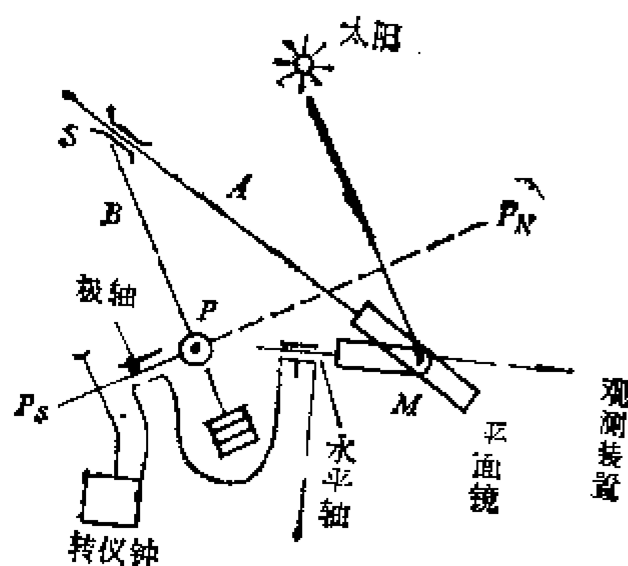


图 7.13 水平式定日镜装置.

§7.3 太阳线光谱的观测

一、概述

宁静太阳的光谱在连续光谱的背景上呈现着许多吸收线. 在

λ3000—13500 埃的波长范围内,太阳光谱中大约有2万6千多条谱线,这些线又称为方和斐线. 在活动区有时也出现发射线(如耀斑爆发). 谱线的轮廓和形成该谱线的太阳大气中那一层次的物理条件密切相关. 因此,分析谱线轮廓是研究太阳物理的重要手段. 此外,太阳谱线的观测还包括有:

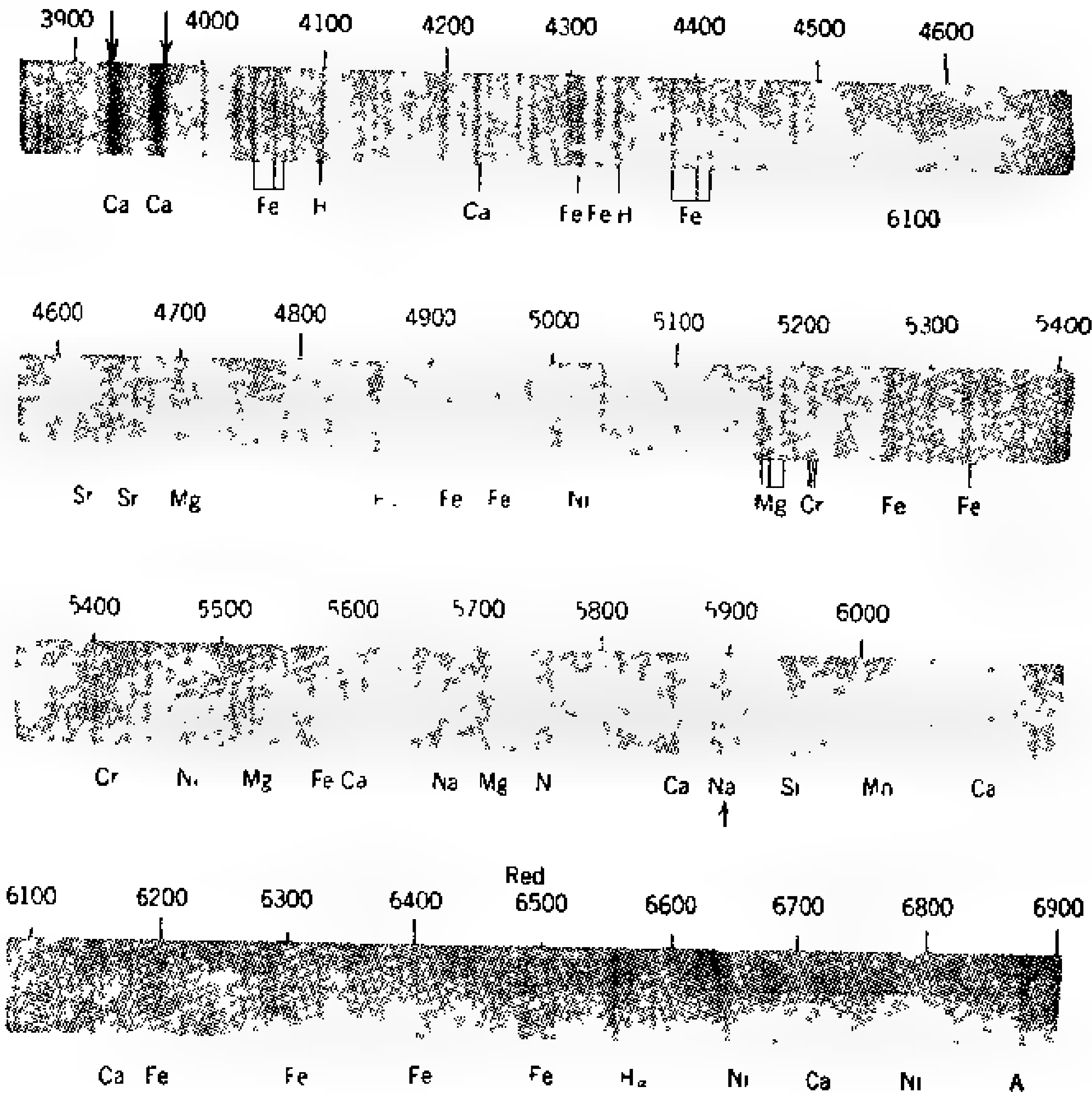


图 7.14 太阳吸收光谱.

1. 测定谱线波长和谱线位移、从而研究太阳大气中的速度

场；

2 证认谱线，分析太阳大气中的化学成分. 目前，太阳谱线大约73% 被证认了其化学来源，已确知太阳上的化学元素有63种. 这方面还有许多问题有待解决.

附录十一给出了最强的夫和斐谱线.

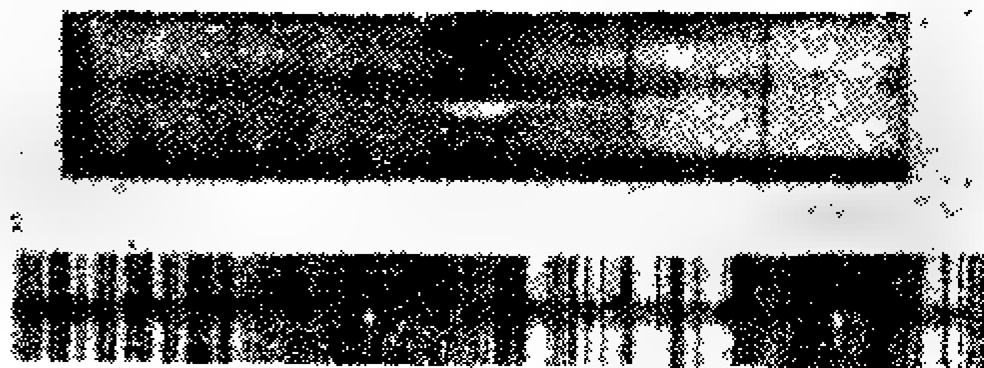


图 7.15 太阳耀斑光谱.

研究太阳光谱时，可参考下列图表和资料：

1. 太阳光谱光度图

Photometric Atlas of the Solar Spectrum (by M. C. J. Minnaert, G. F. W. Mulders, and J. Houtgast, Published by D. Schnabel, Amsterdam, 1940)

它给出从 λ3332 到 λ8771 埃的太阳光谱图，以太阳连续光谱强度为单位，未改正仪器轮廓的影响，所用光谱的色散度在 λ3332—λ3637 埃为 1.5 毫米/埃，λ3612—6979 埃为 3.0 毫米/埃，λ6924—8771 埃为 1.5 毫米/埃. 实际分辨本领在二级 6000 埃处为 0.061 埃. 测量结果精度大约 2—5%. 本图对中等色散的太阳光谱工作有重要的参考价值.

2. 2935 埃到 8770 埃的太阳光谱

The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å (by C. E. Moore, M. G. J. Minnaert and J. Houtgast, National Bureau of Standards Monograph 61. U. S. Govenment Printing office, Washington, D. C.)

该表汇集了从 λ2935 到 λ8770 埃的 24000 条太阳谱线的资料，列出各谱线的波长、等值宽度、元素证认、激发电势和多重谱线号. 等值宽度主要依据上述 Minnaert 等所测太阳光谱光度图求

得。本表可与该图配合使用。

3. λ3000—λ10000 埃的太阳光谱光度图

Photometric Atlas of the Solar Spectrum from λ3000 to λ10000 (by L. Delbouille, G. Roland and L. Neven, Special volume by the Institut d'Astrophysique de L'Universite' de Liege, Observatoire Roya de Belgique, 1973)

该图是采用二次色散的真空太阳分光光度计快速扫描太阳光谱得到的，以连续光谱强度为单位。图表中给出了仪器轮廓，但未对光谱图作改正。

4 高分辨率太阳辐照光谱图(380—700 毫微米)

A High Resolution Spectral Atlas of The Solar Irradiance From 380 to 700 Nanometer. Volume I, II. (by Jacques M. Beckers, Charles A. Bridges, Lou B. Gillim. Air Force Geophysics Laboratory, 1976)

第 I 卷为光谱图，给出了相对于连续背景的光谱强度图。第 II 卷为数据，每隔 0.01 埃给出相对单位表示的太阳分光辐照。卷末介绍了如何将此相对单位转换为不同系统的绝对单位。

5. 基特峰光电图

Preliminary Kitt peak Photoelectric Atlas (by Brault, J. W. and Testerman, Kitt peak National Observatory, 1972).

该图给出离日面中心两种不同距离处 ($\sec\theta = 1$, $\sec\theta = 0.2$) 宁静太阳的高精度光谱，仪器轮廓半宽为 0.012 埃。

6. 太阳中心和边缘 225.2 毫微米到 319.6 毫微米高分辨率的光谱图

Center and Limb Solar Spectrum in High Spectral Resolution 225.2nm to 319.6 nm (by John L. Kohl, William H. Parkinson, Robert L. Kurucz, Harvarad-Smithsonian Center for Astrophysics, 1978)

该图是基特峰光变图的补充，其特点在于以绝对强度为单位，并扩展到了紫外区，谱线仪器轮廓的半宽为 0.028 埃。

用照相和光电方法均可进行太阳光谱观测，关于分光光度测量的一般原理在第五章中已有叙述。下面在它的基础上对一些问题作较深入的讨论。

二、分光仪的选择

（一）准直镜的相对口径

图 7.16 中，设太阳望远镜的物镜口径为 D_3，焦距为 F_3，它将太阳像成在分光仪的狭缝上，设狭缝足够宽，其衍射作用不显著，进入狭缝的光强分布遵从几何光学定律，即日面上某点发出的光均位于顶角为 ω 的光锥内，$\omega \sim \frac{D_3^2}{F_3^2}$。它在准直镜处的截面为一圆。设准直镜口径和焦距分别为 d_1 和 f_1，则它在狭缝处的张角 $\Omega_1 = \frac{d_1^2}{f_1^2}$。显然，若 $\Omega < \omega$，准直镜接受的光量少于入射的光量，这样就损失了望远镜的光力；而且，落在准直镜之外的光，在器壁上反射会成为有害的散射背景光。所以必须有 $\Omega \geqslant \omega$，即 $d_1/f_1 \geqslant D_3/F_3$，即要求分光仪准直镜的相对口径不小于与之配合的望远镜的相对口径，这时准直镜物镜才能被均匀照满。

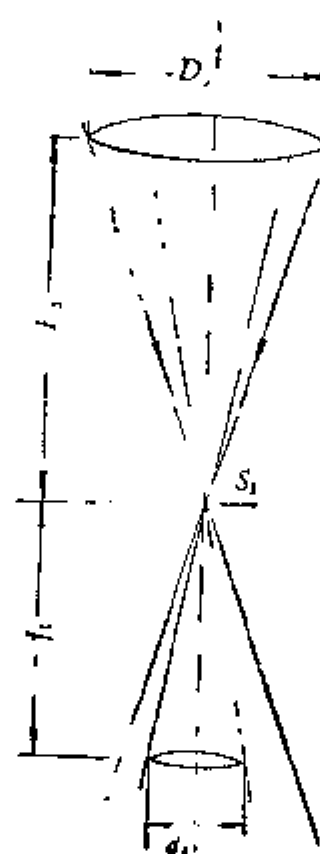


图 7.16 准直镜与成像镜的配合.

（二）分辨率的选择

这决定于研究对象，下面仅讨论研究谱线轮廓的情形。设谱线真轮廓为 $I(\lambda)$，仪器轮廓为 $A(\lambda)$，观测轮廓为 $O(\lambda)$。由第五章知，观测轮廓是前二者的卷积：

$$O(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\lambda - x) I(x) dx. \quad (7.23)$$

真轮廓被仪器轮廓平滑了，为了能分离真轮廓的细节，原则上要求仪器轮廓的半宽 $\Delta\lambda(A)$ 远小于真轮廓的半宽 $\Delta\lambda(I)$，即 $\Delta\lambda(A) \ll \Delta\lambda(I)$。例如，若 $A(\lambda)$ 为 δ 函数，则由式 (7.23)，观测轮廓就是真

轮廓．但实际不可能如此．同时，事实上总是沿轮廓线每隔一定波长间隔(步长)测量观测轮廓的数据，而从傅里叶变换理论知[1]，这种取样步长 $\Delta\lambda$ 必须小于或等于 $\Delta\lambda(I)/2$，原则上就能由观测轮廓和仪器轮廓用傅里叶变换方法从式(7.23)唯一地重建真轮廓(不考虑高频分量的丢失)．故作为粗略的估计，可以认为仪器的分辨本领必须满足下式：

$$R = \lambda/\Delta\lambda = 2\lambda/\Delta\lambda(I), \tag{7.24}$$

其中 $\Delta\lambda(I)$ 是谱线真轮廓半宽．大多数谱线加宽机制为多普勒加宽，其多普勒半宽为

$$\Delta\lambda_D = 7.18 \times 10^{7}\lambda_0\sqrt{\frac{T}{M}}, \tag{7.25}$$

M 是产生该谱线元素的原子量，T 是以绝对温度计量的恒星大气温度．由第五章知，与多普勒半宽相应的谱线半宽为

$$\Delta\lambda(I) = 2\sqrt{\ln 2}\,\Delta\lambda_D = 1.66\Delta\lambda_D. \tag{7.26}$$

举 $\lambda = 5000$ 埃的铁线为例，对于它 $\Delta\lambda_D$ $5.73 \times 10^{-8}\sqrt{T}$，表 7.2 列出利用此铁线对 $\Delta\lambda(I)$ 所作的估计．由表 7.2 的数据可

表 7.2

T(K)	10^3	10^4	10^5	10^6
大气层次	光	球	过渡区	日冕
$\Delta\lambda(I)$ 5000 埃，Fe线	0.0151	0.0477	0.151	0.477
R	6.6×10^5	2.1×10^5	6.6×10^4	2.1×10^4

知，为观测太阳谱线需要分辨本领为数万乃至数十万的分光仪．若计及测量信号的噪声，要求的分辨本领还要高些．不过，实际谱线的真宽度可能较多普勒宽度大些．

高分辨率太阳光谱观测应用很广．例如：

---

1) 参考 D. F. 格雷著"恒星光球的观测和分析"，黄磷等译．1981 年，科学出版社．

1. 检测连续背景上或强线附近的极弱的吸收线，从而测定一些稀有元素的丰度． 如太阳大气中的 Li 和 Sn，这些元素谱线的线心较连续背景仅低 1%．

2. 研究太阳大气中微观和宏观湍流速度场．

3. 测定强线核心部分的真宽度．如 Hα 线或其它光致电离为主要形成机制的谱线．

4. 揭示弱谱线的不对称性．如用高达 10^7 的分辨本领发现了极弱的 SrI λ4607 的轮廓很不对称．

此外，精确测定谱线波长，测量磁场引起的谱线分裂等等，都需要高分辨本领的观测．

（三）照相镜的相对口径

用照相底片记录光谱时，需要考虑照相底片的分辨本领来确定照相镜的相对口径． 由于光在照相乳胶中的散射，即使投在乳胶上的谱线无限窄，其光谱像仍有一定的宽度 α_p． 仅当它远小于分光仪衍射决定的仪器轮廓宽度 α_d 时，即要求 $\alpha_p \ll \alpha_d$，才不致因照相底片降低仪器的分辨本领． 下一节将证明 $\alpha_d = f_2\lambda/d_2$，其中 f_2，d_2 分别为照相镜的焦距和口径．所以有

$$\frac{d_2}{f_2} \ll \frac{\lambda}{\alpha_p}. \tag{7.27}$$

照相底片的分辨本领常表示为 1 毫米距离内包含的可分辨的线数 N，则 $\alpha_p = 1/N$． 对中等分辨率的乳胶，$N = 50$—100 线/毫米，相当于 $\alpha_p = 0.02$—0.01 毫米． 表 7.3 列出对不同波长计算的

表 7.3

λ(埃) / λ/α_p / α_p(毫米)	7000	5000	4000	2000
[illegible]	1:1[illegible]	[illegible]:20	1:25	1:50
0.02	1:30	[illegible]:40	1:50	1:[illegible]00

λ/a_p 值。照相镜的相对口径必须小于表 7.3 中相应的 λ/a_p 值，才有可能实现分光仪的分辨本领。

三、狭缝的宽度

狭缝宽度的选取对于分光测量至为重要，它影响光谱照度、仪器轮廓、分辨本领和测量精度。下面从狭缝的几何像和仪器的衍射两方面来讨论这一问题。

（一）狭缝像的宽度

图 7.17 为分光仪的光路。设入射光为单色光，从准直镜到照相镜整个光学系统相当于成像光路。当入射缝宽 s_1 较大时，狭缝

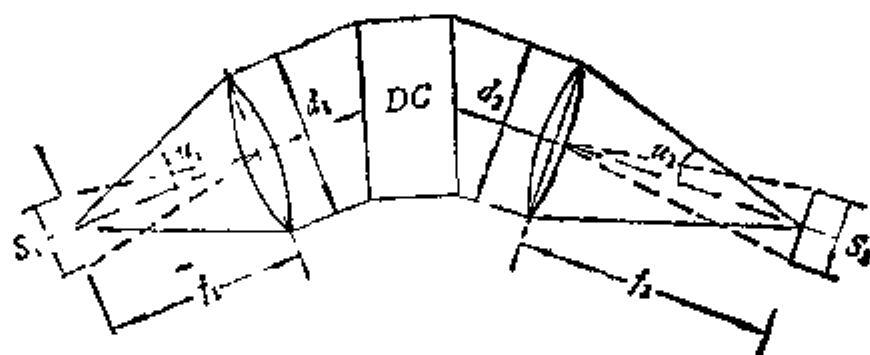


图 7.17 分光仪的光路.

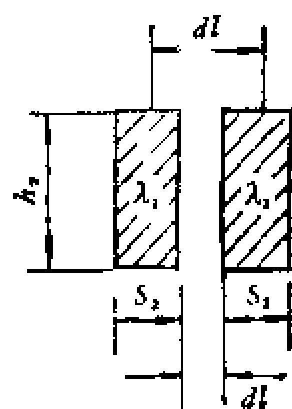


图 7.18

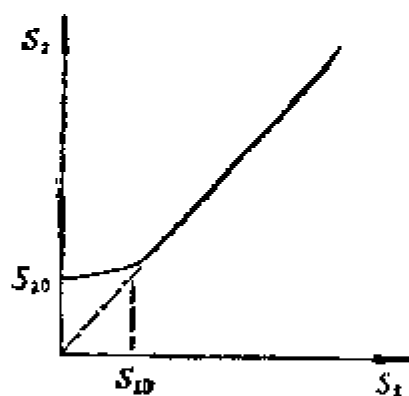


图 7.19 入射狭缝宽度 s_1 与其像宽 s_2 的关系.

像在色散面内的宽度 s_2 由几何光学决定，它等于

$$s_2 = s_1 \frac{a_1}{d_4} \cdot \frac{f_2}{f_1}. \tag{7.28}$$

如果有两种波长 λ_1 和 λ_2 的光入射时，则在焦面上的像将如图 7.18 所示。显然，两狭缝象内边缘距离为

$$\delta l = (\lambda_2 - \lambda_1)\frac{dl}{d\lambda} - s_2.$$

为了提高测量波长差的精度，δl 宜尽量大些。在一定光谱仪的情况下，就要求以尽可能小的入射缝宽度 s_1 进行工作。然而，如图 7.19 所示，仅当 s_1 大于某一宽度 s_{10} 时，其像宽 s_2 才与 s_1 保持式 (7.28) 的线性关系。当 $s_1 \leqslant s_{10}$ 时，狭缝像宽一直为常数 s_{20}。对于没有像差的分光仪，这个 s_{20} 由仪器中的衍射决定。因此，下面就来讨论衍射的影响。

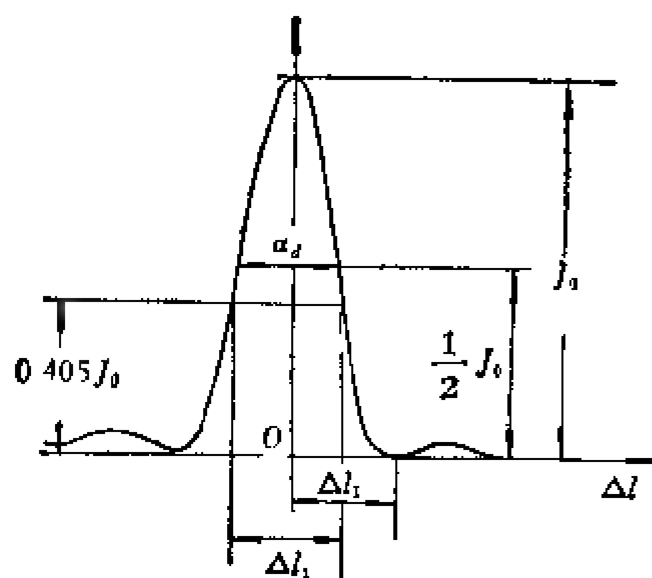


图 7.20 照相镜处衍射强度分布.

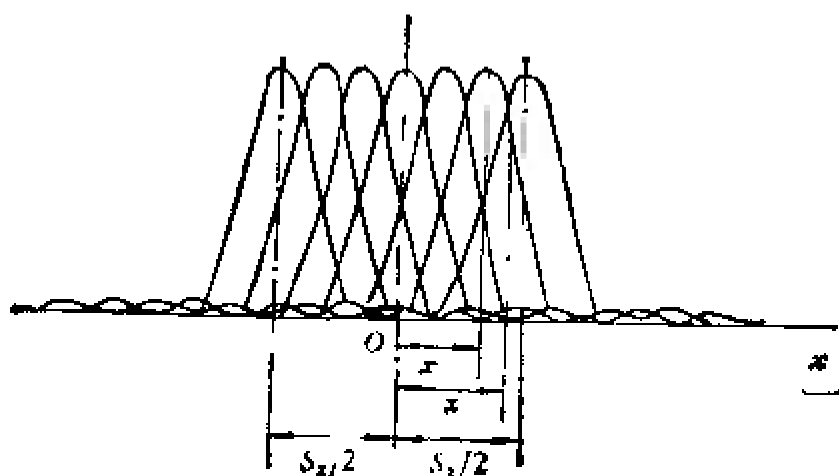


图 7.21

（二）分光仪中的衍射

先讨论 $s_1 \ll s_{10}$ 的情形．设波长 λ 的单色光经准直镜成为平行光束投向色散系统．在色散系统的边界处会发生夫和裴衍射．衍

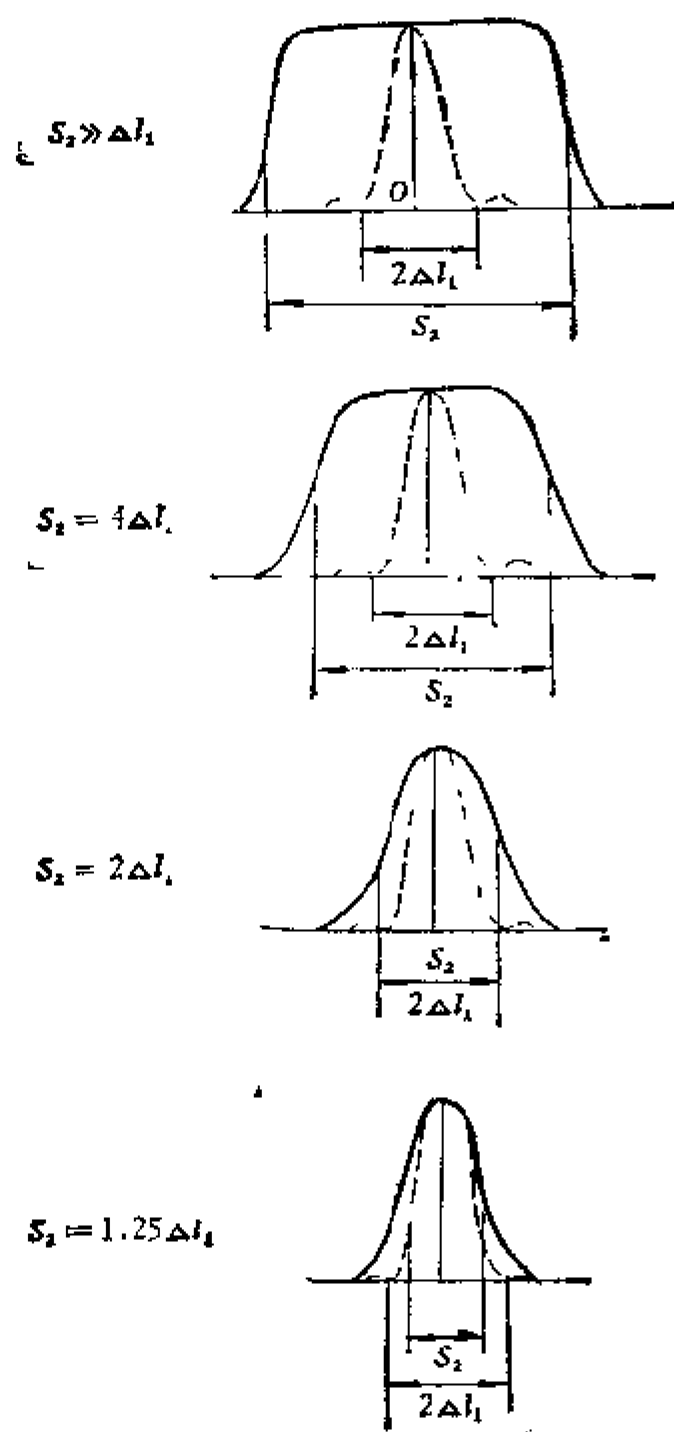


图 7.22　缝宽与强度分布的关系．

射光强分布见图 7.20．可以证明，在照相镜焦面上，衍射主瓣半宽的线度为

$$\Delta l_1 = \frac{\lambda}{d_2} f_2, \tag{7.29}$$

且大约84%的入射光能量集中在$2\Delta l_1$范围内。代表谱线半宽的两个半极大强度点间的线距为

$$\alpha_d = 0.886\Delta l_1. \tag{7.30}$$

现在设入射缝宽$s_1 > s_{10}$，它被非相干的单色光照射，则在照相镜焦平面上的强度分布是许多形如图7.20的强度分布的叠加，见图7.21。图中s_2是由式(7.28)计算的狭缝几何像宽度。图7.22绘出几种不同入射缝宽时（对应的像宽s_2也不同），狭缝像的强度分布。图中虚线表示无限窄缝时的衍射。

由图7.22可知，当$s_2 \gg \Delta l_1$时，衍射仅在矩形狭缝几何像两侧增加强度很小的翼。狭缝愈窄，衍射效应愈显著；当$s_2 \leqslant \Delta l_1$时，接近于衍射分布，此时狭缝像宽s_{20}和入射缝宽s_1无关，它等于衍射半宽，即

$$s_{20} = \alpha_d \approx \Delta l_1 = \frac{\lambda}{d_2} f_2. \tag{7.31}$$

（三）标准缝宽

和式(7.31)决定的衍射半宽相对应的入射缝宽称为标准缝宽。利用式(7.31)和(7.28)可得到标准缝宽为

$$s_{10} = \frac{\lambda f_1}{d_1}. \tag{7.32}$$

换句话说，当入射缝宽等于标准缝宽时，狭缝像最窄，仪器的实际分辨本领最高。标准缝宽有时又称为正常缝宽。

从另一角度看，设望远镜相对口径很小（小于1/40），狭缝近似于被平行光照射，此时产生方和斐衍射。由光学知，其主瓣角半宽等于λ/s_{10}，在准直镜处的线宽度等于$f_1\lambda/s_{10} = d_1$，即正好是准直镜的直径。故太阳分光观测时，常选用标准狭缝宽度。这时，衍射主瓣中光度较均匀的部分照满准直镜。有时为了充分利用入射光，也有用两倍标准宽度的，例如，准直镜相对口径为1/60，标准缝宽等于0.03毫米（对波长5000埃的光而言）。此时入射狭缝的

整个衍射主瓣覆盖着准直镜，约 84% 的总光量投于其上。

（四）最佳缝宽

以上标准缝宽的讨论中忽略了像差，若分光仪的光学系统存在显著像差，再考虑到照相乳胶颗粒有一定大小，入射狭缝每一点的像将成为一直径等于 δs_2 的弥散斑。于是，在一级近似情形下，狭缝像宽 s_2' 等于

$$s_2' = \sqrt{s_2^2 + \delta s_2^2}\,, \tag{7.33}$$

其中 s_2 是按式 (7.28) 计算的狭缝几何像宽，而

$$\delta s_2^2 = \alpha_d^2 + \alpha_a^2 + \alpha_p^2,$$

α_d，α_a，α_p 分别是衍射、像差和乳胶颗粒决定的弥散斑大小。

最佳缝宽 s_{10}' 定义为这样的入射缝宽，它对应的几何像宽等于弥散斑的总宽度 δs_2。或者说，当入射缝宽等于 s_{10}' 时，其几何像宽等于不完善分光系统的仪器轮廓宽度。按照式 (7.28)，最佳缝宽 s_{10}' 为

$$s_{10}' = \delta s_2 \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{d_2}{d_1}. \tag{7.34}$$

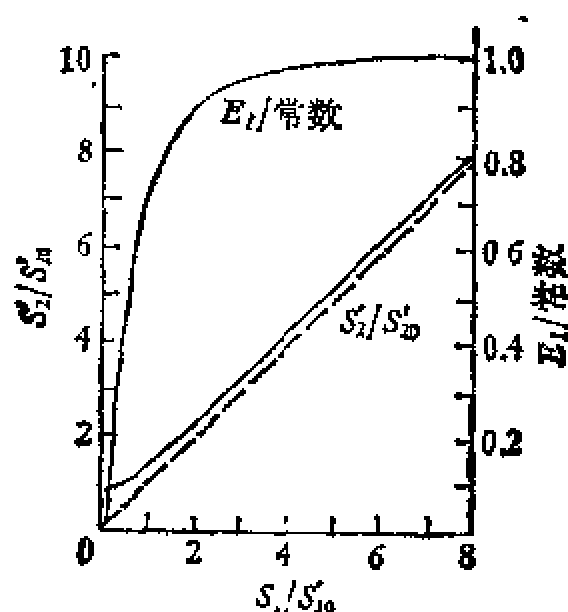


图 7.23 照度 E_l 与入射缝宽 s_1 和狭缝像宽 s_2' 的关系.

下面说明最佳缝宽的物理意义。根据公式 (5 6)，在上述情形下光谱线的照度可表为

$$E_l \approx \text{常量} \cdot \frac{s_1/s'_{10}}{\sqrt{1+(s_1/s'_{10})^2}}. \tag{7.35}$$

图 7.23 绘出了照度 E_l 和狭缝像宽 s'_2 与入射缝宽 s_1 的关系曲线。由该图的两条曲线可以看出，当 s_1 接近 s'_{10} 时，s_1 增加使照度迅速增大，而 s'_2 增加得较慢，即实际分辨率未明显降低。因此，s'_{10} 是在照度和分辨率两方面都最佳的入射缝宽。

实际上，当总光量不足时，例如拍摄日珥光谱，常用更宽的狭缝。此外，选用狭缝宽度时，还必须注意和探测器的分辨本领相配合。

四、仪器轮廓及其对测量结果的影响

在上一节讨论中，实际已举出了无像差分光仪系统在不同狭缝宽度情况下的仪器轮廓。它们的数学表达式是：

1. 入射狭缝宽度远小于标准缝宽时（$s_1 \ll s_{10}$），仪器轮廓由衍射决定，即

$$A(\xi) = A_0\left(\frac{\sin\xi}{\xi}\right)^2. \tag{7.36}$$

2. $s_1 \gg s_{10}$ 时，衍射和像差的影响可忽略，仪器轮廓由如下的框形函数表示：

$$\begin{cases} A(\xi) = 0, & \text{当 } |\xi| > s_2/2, \\ A(\xi) = A_0, & \text{当 } |\xi| \leqslant s_2/2. \end{cases} \tag{7.37}$$

3. 当 $s_1 \approx s_{10}$ 时，仪器轮廓介于上述两者之间，很难以简单的分析式表达。有的光谱仪有显著像差，其仪器轮廓可表为高斯函数，另外一些仪器，如法布里-珀罗干涉仪的仪器轮廓可表为色散函数。

图 7.24 给出高斯轮廓（a 图）和色散轮廓（b 图）的比较，α 代表轮廓的半宽。由图可见，色散轮廓的线翼较高斯轮廓下降慢得多。

因仪器轮廓影响，观测轮廓的峰值 $O(\lambda_0)$ 总小于真轮廓的峰值 $I(\lambda_0)$（见图 7.25）。在峰值处，仪器轮廓产生的相对误差为

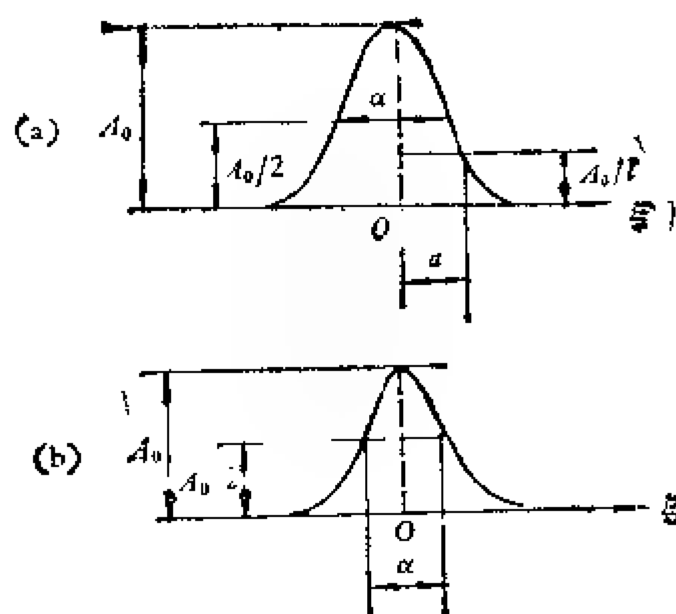


图 7.24 a.高斯轮廓；b 色散轮廓。

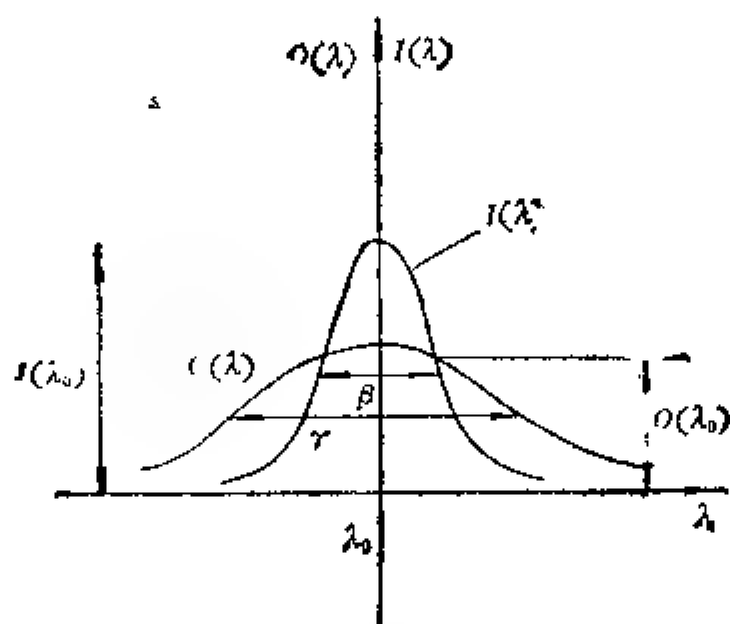


图 7.25 观测轮廓 $O(\lambda)$ 与真轮廓 $I(\lambda)$.

$$\delta_a = \frac{I(\lambda_0) - O(\lambda_0)}{I(\lambda_0)}. \tag{7.38}$$

下面举出在几种不同的仪器轮廓情形，对相对误差的估计。

1. 真轮廓 $I(\lambda)$ 和仪器轮廓 $A(\xi)$ 分别是半宽为 β 和 α 的色散轮廓。由式(5.88)和(5.89)可得到以半宽为参量表示的观测轮廓为

$$O(\lambda)=\frac{I(\lambda_0)}{2\pi}\frac{\alpha+\beta}{(\lambda-\lambda_0)^2+(\alpha+\beta)^2/4},\tag{7.39}$$

同样，由式(5.89)和(5.93)得到，在此情形下的相对误差为

$$\delta_\alpha=1-\frac{1}{1+\alpha/\beta}.\tag{7.40}$$

2. 真轮廓和仪器轮廓都是高斯轮廓，其半宽分别为 α 和 β，则由公式(5.81)和(5.80)得到以半宽为参量的观测轮廓是

$$O(\lambda)=\frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}I(\lambda_0)\exp\left[-4\ln 2\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{\alpha^2+\beta^2}\right],\tag{7.41}$$

同理由式(5.85)得

$$\delta_\alpha=1-\frac{1}{\sqrt{1+(\alpha/\beta)^2}}.\tag{7.42}$$

表 7.4 举例列出了上述两种情况下仪器轮廓产生的相对误差。由表 7.4 可见，高斯轮廓的误差显著小于色散轮廓的误差。

表 7.4 两种仪器轮廓产生的相对误差

α/β	0.1	0.2	0.5	1
色散-色散轮廓	9%	17%	33%	50%
高斯-高斯轮廓	0.5%	2%	11%	29%

图 7.26 绘出三种不同情形下 $I(\lambda_0)/O(\lambda_0)$ 与 α/γ 的关系，这

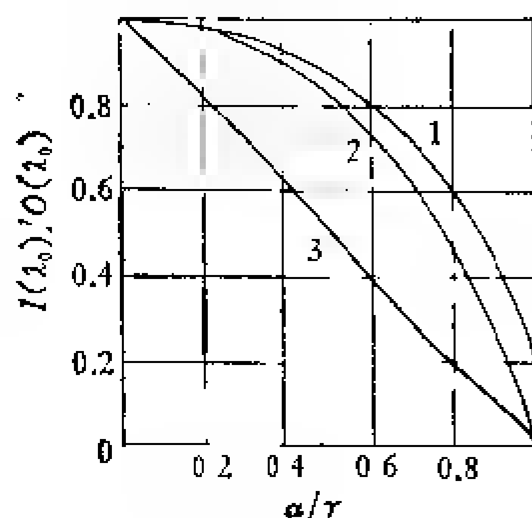


图 7.26 三种不同情形下 $I(\lambda_0)/O(\lambda_0)$ 与 α/γ 的关系.
1——高斯-高斯轮廓；2——高斯-色散轮廓；3——色散-色散轮廓.

里 α 代表仪器轮廓半宽，γ 代表观测轮廓半宽．计算表明，对于多数情形，仪器轮廓的歪曲不大，当 $\alpha/\gamma<0.2$ 时，$I(\lambda_0)/O(\lambda_0)>0.9$．

五、单色仪的仪器轮廓和最佳工作条件

光电分光测量时采用单色仪，单色仪的结构见图 7.27，它由入

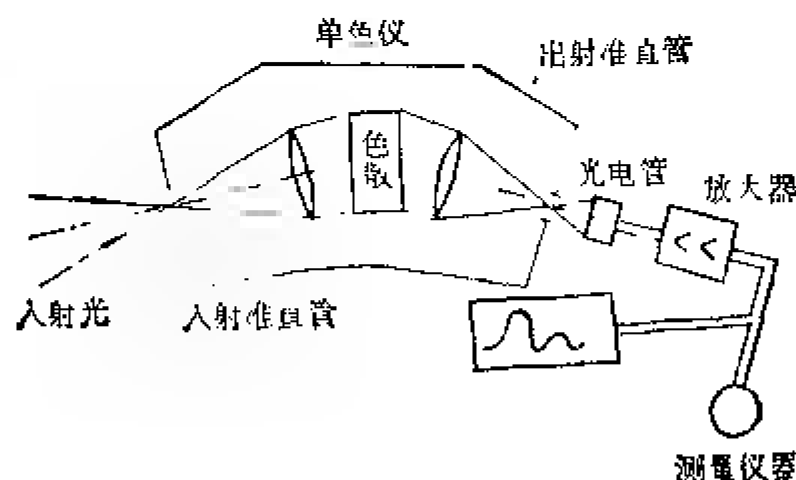


图 7.27 单色仪的结构．

射准直管、色散系统和出射准直管（出射准直镜加出射狭缝）三部分组成，相当于分光仪加出射狭缝．测量时，单色仪的出射狭缝相对于光谱像沿色散方向移动（扫描），通过出射狭缝的光投在光电探测器光敏面上，其信号被放大、记录．在图 7.28 a 中，x' 表示扫

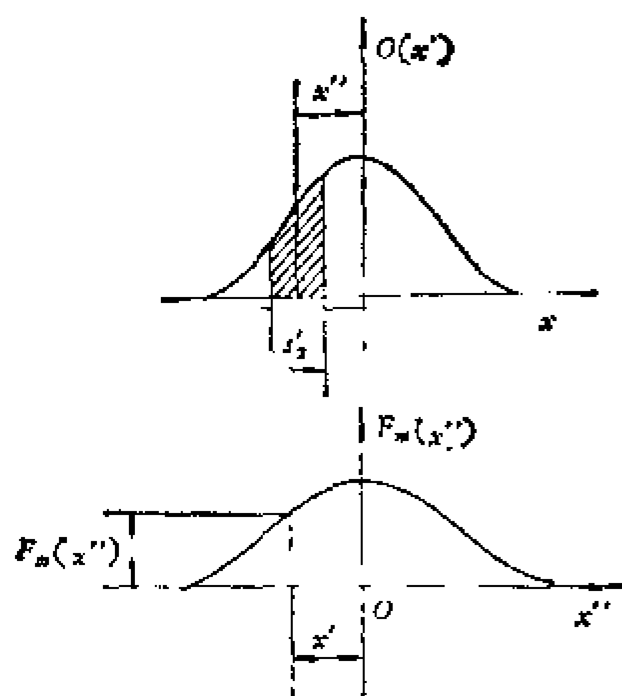


图 7.28 单色仪出射辐射流的分布 $F_m(x'')$．

描方向. $O(x')$ 为光谱面上谱线的强度分布，它决定于分光仪，例如具有式(7.39)或式(7.41)所示的强度分布. 设出射狭缝宽 s_2' 高 h_2'，其中心距谱线中心 x''，则此时出射辐射流为

$$F_m(x'') = h_2' \int_{x''-s_2'/2}^{x''+s_2'/2} O(x')dx. \tag{7.43}$$

这就是说，单色仪的出射辐射流的强度分布受分光仪和出射狭缝两者的影响.

下面求单色仪的仪器轮廓. 按定义，单色仪的仪器轮廓是入射狭缝的单色像相对出射狭缝移动时，出射单色辐射流的变化曲线.

设入射缝较宽 ($s_1 > s_{10}'$)，按本章第四节所述，它的单色像强度分布是式(7.37)所表达之框形. 设其像宽为 s_2、高为 h_2.

假如使用的出射缝宽 $s_2' = s_2$，高度 h_2' 也和入射缝相等，如图7.29所示，当出射缝在某一位置 x'' 时，它和入射缝像的重叠部分

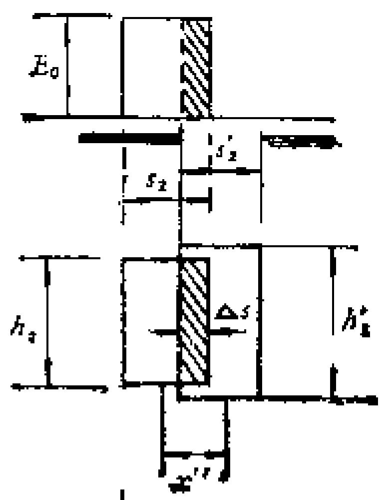


图 7.29

宽为 Δs. 由图7.29容易求得 $\Delta s = s_2 - |x''|$，于是出射辐射流

$$F_m(x'') = E_0 h_2 \Delta s = E_0 h_2 s_2 \left(1 - \frac{|x''|}{s_2}\right), \tag{7.44}$$

其中 E_0 是入缝像的照度. 由此不难明瞭，扫描时 $F_m(x'')$ 随 x'' 的变化曲线为等边三角形(见图7.30a). 三角形的底边等于 $2s_2$，$\frac{1}{2}$ 强度半宽等于 s_2，峰值高度 $F_m(0) = E_0 h_2 s_2$. 显然，方程(7.44)

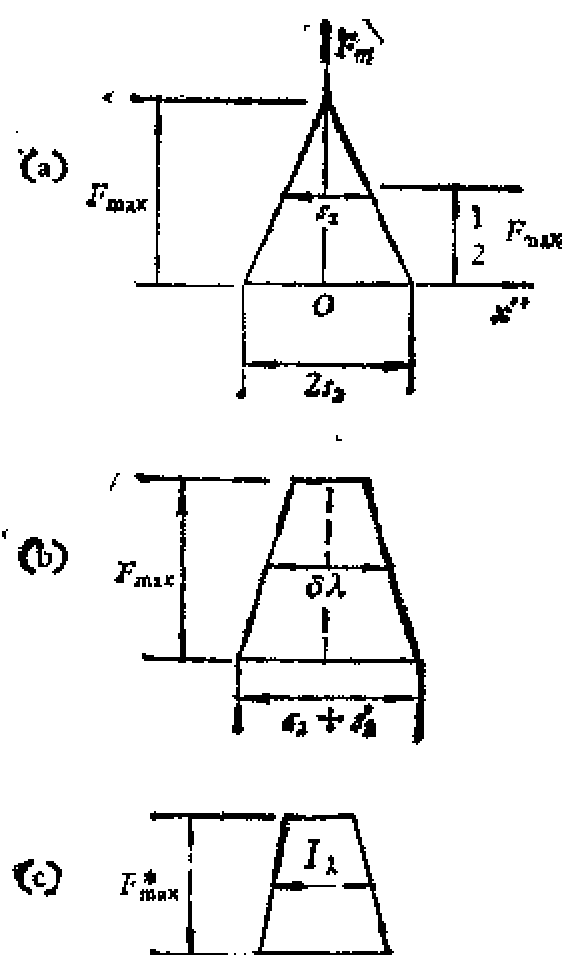


图 7.30　出射狭缝宽度 s_2' 不同时，单色仪的仪器轮廓.
a. $s_2'=s_2$; b. $s_2'>s_2$; c. $s_2'<s_2$. 图中 s_2 为入射狭缝像宽，$F_{max}^*=F_{max}\frac{s_2'}{s_2}$.

归一化后就是 $s_2'=s_2$ 时单色仪的仪器轮廓 $A(\xi)$. 于是

$$A(\xi)=\frac{1}{s_2}\left(1-\frac{|\xi|}{s_2}\right),\tag{7.45}$$

它的几何半宽等于 s_2，对应光谱半宽

$$(\delta_\lambda)_M=s_2\frac{d\lambda}{dl}.\tag{7.46}$$

同理可证明，当 $s_2'\neq s_2$ 时，单色仪的仪器轮廓为梯形，其底边等于 s_2+s_2'. 当 $s_2'<s_2$ 时，光谱半宽 $\delta_\lambda=s_2\frac{d\lambda}{dl}$; $s_2'>s_2$ 时，光谱半宽为 $(\delta_\lambda)'=s_2'\frac{d\lambda}{dl}$（见图 7.30 b 和 c）. 由此可见，$s_2'=s_2$ 时半宽最小，是单色仪的最佳工作条件. 实际工作中，常令单色仪的出射缝

宽等于入射缝宽，其原因即在于此。

但是，必须指出，上述结论仅当具备如下条件时才成立：入射缝宽 s_1 远大于标准缝宽（$s_1 \gg s_{10}$）；出射准直镜无像差；补偿了狭缝像的弯曲。实际上，通常应用较窄的入射狭缝（$s_1 \approx s_{10}$），在此情况下，仪器轮廓的形状与三角形有很大差别。衍射和像差加宽的结果，使其接近于半宽为 s_2 的高斯轮廓。其形式为

$$A(\xi) = A_0 \exp\left[-4\ln 2\frac{\xi^2}{s_2^2}\right]. \tag{7.47}$$

六、光电测量时探测器和放大器产生的歪曲

当以 v 毫米/秒的恒定速度扫描光谱时，单色仪的出射辐射流随时间变化，其变化规律对应于被测的谱线轮廓。因此，谱线轮廓的测量归结为测量随时间变化的信号——时间脉冲。如图 7.31 所示，测量得时间脉冲为 $F_m(t)$ 时，脉冲在 $\frac{1}{2}$ 峰值强度点之间持

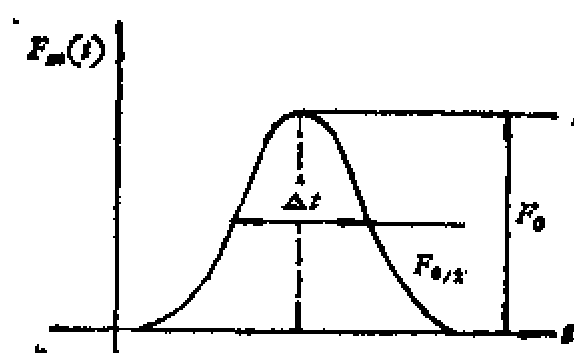


图 7.31

续的时间为

$$\Delta t = \frac{\gamma}{v} = \frac{\Delta\nu'}{v}\frac{dl}{d\nu} = \frac{\Delta\nu'}{d\nu/dt},$$

其中 γ 为观测轮廓的半宽，$\Delta\nu'$ 为 γ 对应的频率范围，$\frac{d\nu}{dt}$ 为单位时间内扫描的光谱频率间隔，例如，以厘米$^{-1}$秒$^{-1}$为单位。这种以时间脉冲形式出射的辐射流作用在探测器上，产生电信号 V_c，它的幅度正比于入射辐射流，即 $V_c(t) \sim F_m(t)$。再经放大器和记录系

统后，得到随时间变化的量 $V_m(t)$. 由于探测器、放大器和记录系统都有惯性，这种惯性以时间常数为 τ 的仪器时间函数 A_τ 表示。在惯性影响下，$V_m(t)$ 的形式较 $V_c(t)$ 更加变宽。$V_m(t)$，$V_c(t)$ 和 A_τ 的关系如下：

$$V_m(t) = \int_{t=-\infty}^{t} V_c(t')A_\tau(t-t')dt'. \tag{7.48}$$

惯性歪曲量的大小既与脉冲持续时间 Δt 有关，也与由仪器时间函数决定的时间常数 τ 有关。若 $\Delta t \gg \tau$，则后一因素影响很小。通常，在测量系统中采用时间常数远小于 Δt 的探测器，此时探测器惯性引起的歪曲可忽略。然而，放大器线路的时间常数 τ_y 不可能选择得太小，它的选取由降低记录噪声(因而提高放大器的信噪比)所必须的条件决定，这个条件要求减小放大器中滤波器的频带宽度 Δf，而 $\Delta f = \frac{1}{\tau_y}$，因此，放大器的惯性歪曲是主要的因素。

设放大器系统的滤波器为包含电阻 R 和电容 C 的简单积分电路(见图 7.32 a)。其作用可用式 (7.49) 所表达的仪器时间函数表示，曲线见图 7.32 b。

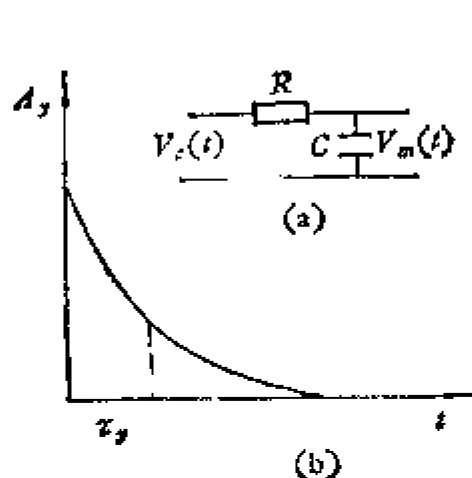


图 7.32

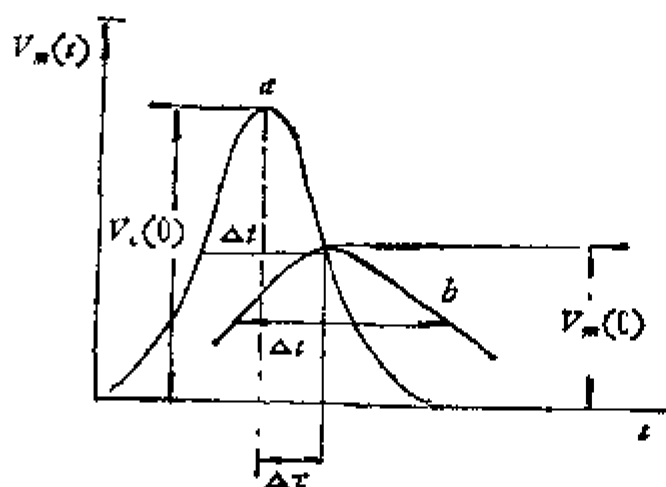


图 7.33

$$A_y(t) = \frac{1}{\tau_y}\exp\left(-\frac{t}{\tau_y}\right), \tag{7.49}$$

式中 $\tau_y = RC$，R 以欧姆计，C 以法拉为单位，τ_y 的单位为秒。在实际光谱测量装置中，特别在记录弱光源的光谱时，τ_y 可能在很

大范围内变化 (10^{-3}—10^{2} 秒). 因此，当给定扫描速度时，在许多情形下，Δt 和 τ_y 的大小可能差不多. 这样，记录曲线受到了显著的歪曲. 由式 (7.48) 和 (7.49) 得到

$$V_m(t)=\frac{1}{\tau_y}\int_{t'=-\infty}^{\infty}V_c(t')\exp\left[-\frac{(t-t')}{\tau_y}\right]dt'. \qquad (7.50)$$

在一般情况下，测量曲线 $V_m(t)$ 和 $V_c(t)$ 是不同的，其区别在于：

1. 峰值减小，$V_m(0)<V_c(0)$，见图 7 33；

2. 脉冲持续时间(脉冲宽度)不对称地增加，$\Delta t'>\Delta t$，这导致实际分辨本领进一步减小；

3. 整个轮廓推迟，峰值时刻滞后一段时间 $\Delta\tau$.

上述惯性歪曲的大小依赖于 Δt 与 τ_y 的关系. 图 7.33 的曲线 a 是 $\Delta t\gg\tau_y$ 的情形，这时惯性歪曲实际上消失，而 $V_m(t)\approx V_c(t)$. 曲线 b 为 $\Delta t=\tau_y$ 的情形，其歪曲就很显著.

$V_c(t)$ 为高斯轮廓(半宽等于 γ) 时所作的直接计算表明：

1. $\Delta t=\tau_y$ 时，$V_m(0)=0.54V_c(0)$，$\Delta t'=1.61\Delta t$，$\Delta\tau=0.47\gamma$；

2. $\Delta t>6\tau_y$ 时，其数值可借助下述经验公式估算：

$$\frac{V_m(0)}{V_c(0)}\approx 1-4\ln 2\left(\frac{\tau_y}{\Delta t}\right)^2,$$
$$\frac{\Delta t'}{\Delta t}=1+4\ln 2\left(\frac{\tau_y}{\Delta t}\right)^2, \qquad (7.51)$$
$$\Delta_\tau=v\tau_y.$$

惯性歪曲的相对值为

$$\delta_\tau=\frac{V_c(0)-V_m(0)}{V_c(0)}=4\ln 2\left(\frac{\tau_y}{\Delta t}\right)^2=4\ln 2\left(\frac{\tau_y v}{\gamma}\right)^2. \qquad (7.52)$$

由式 (7.52) 对于半宽 γ 一定的谱线，当 τ_y 为常数时改变 v 可以变更 δ_τ 的大小. 或者，给定可允许的歪曲量 δ_τ，可计算出必需的扫描速度. 例如，若要求 $\delta_\tau<0.01$，得 v 必须小于 $\gamma/17\tau_y$.

以上是对高斯轮廓讨论的结果. 一般说来对其它形状轮廓的影响与此相类似，虽然数值上稍有不同.

七、光电分光光度测量时各种误差的关系和最佳测量状态

(一) 记录噪声误差

记录噪声起伏的均方误差为

$$\Delta V_n = \sqrt{\overline{\Delta V_n^2}} = \varepsilon_1 \sqrt{\Delta f} = \varepsilon_1 / \tau_y^{1/2},$$

其中 $\Delta f = 1/\tau_y$ 为电放大器的通带频宽，ε_1 为单位频宽($\Delta f = 1$)的噪声量级. ε_1 决定于探测器的类型和它的参数，也决定于噪声性质. 例如,对电阻噪声为 $\sqrt{4kTR\Delta f}$,即 $\varepsilon_1 = \sqrt{4kTR}$ 依赖于温度 T 和电阻 R. (k 为波尔兹曼常数.)

设记录噪声只决定于探测器而和入射辐射流大小无关[1]. 此时,在谱线极大处,记录噪声的相对误差为

$$\delta_n = \frac{\sqrt{\overline{\Delta V_n^2}}}{V_m(0)} = \frac{\varepsilon_1}{V_m(0)\sqrt{\tau_y}}.$$

这里,量 $V_m(0)$ 正比于自单色仪出射的辐射流. 可以证明,当单色仪的出射缝宽等于入射缝像宽而小于谱线真轮廓半宽时(此时，$s_2 = s_1 = s$, = 仪器轮廓半宽 α), $V_m(0) \sim s^2$, 于是得

$$\delta_n = \frac{\varepsilon_1}{q} \frac{1}{\sqrt{\tau_y} s^2} = \frac{1}{Qs^2\sqrt{\tau_y}}. \tag{7.53}$$

(二) 各种误差的关系

综上所述,光电扫描测量时存在两种系统误差(单色仪的歪曲 δ_a 和放大器的歪曲 δ_τ)，一种偶然误差(噪声 δ_n)，它们以不同的方式依赖于单色仪的缝宽、扫描速度和时间常数.

对于高斯轮廓的情形,这些误差的表达式归纳于下:

$$\delta_a = \frac{F(0) - F_m(0)}{F(0)} = \frac{1}{2} \frac{s^2}{\beta^2}, \text{ (由式(7.43)}, \because \alpha = s < \beta) \tag{7.43$'$}$$

---

1) 若未采取专门措施降低探测器的固有噪声，这一假设对热探测器、应用于红外区的内部光电效应的光电探测器和应用于可见光区的光电管均成立.

$$\delta_r = \frac{V_c(0) - V_m(0)}{V_c(0)} = 4\ln 2\left(\frac{v\tau_y}{\gamma}\right)^2, \tag{7.52}$$

$$\delta_n = \frac{\sqrt{\overline{\Delta V_n^2}}}{V_m(0)} = \frac{1}{Q}\,\frac{1}{s^2\sqrt{\tau_y}}. \tag{7.53}'$$

由此可见，系统误差和偶然误差有着某种联系．虽然，降低扫描速度 v 可减小惯性歪曲 δ_r，但增加了测量时间．若规定总的观测时间，只有减小放大器的时间常数 τ_y 来降低 δ_r．然而却增加了偶然误差．同样，当减小 s 以期降低系统误差 δ_a 时，也增加了 δ_n，反之亦然．图 7.34 绘出这些误差和 τ_y 以及 s 的关系．

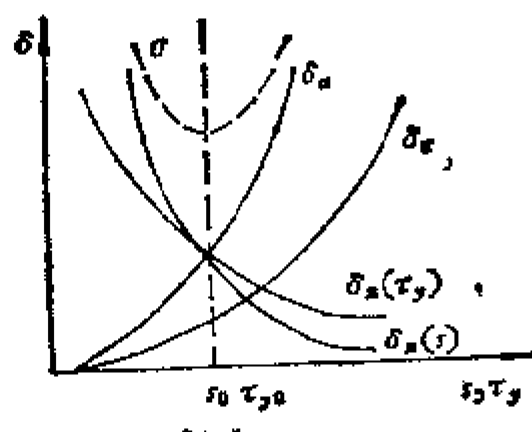


图 7.34 单色仪测量的误差与时间常数 τ_y 和与缝宽 s 的关系．

（三）最佳测量条件

因上述每种误差均无极小值，实际工作中，常以它们的和 σ 达到极小时的要求作为最佳测量条件．σ 定义如下：

$$\sigma = \delta_a + \delta_r + \delta_n. \tag{7.54}$$

σ 的曲线见图 7.34 中的虚线．将式 (7.54) 对 s 和 τ_y 求偏导数，并使之等于零，便求得最佳测量条件为

$$\delta_a = \delta_n,\ \ \delta_n = 4\delta_r. \tag{7.55}$$

把式 (7.55) 代入式 (7.52) 和 (7.53)，可求得在给定扫描速度情形下最佳缝宽 s_0 和放大器时间常数 τ_{y_0}，它们是

$$s_0 = 1.38\left(\frac{\beta^2 v}{Q\gamma}\right)^{1/9}, \tag{7.56}$$

$$\tau_{\nu_c} = 1.21\left(\frac{s_0\gamma}{\beta v}\right). \tag{7.57}$$

同时，不难求得，此时测量的总误差为

$$\sigma_{\min} = 2.16\left(\frac{v^2}{Q^4\beta^8\gamma^2}\right)^{1/9}. \tag{7.58}$$

式(7.58)表明，扫描速度愈慢，测量总误差愈小，此外，单色仪光力(因子Q)愈大、谱线真轮廓愈宽，总误差也愈小。$\sigma_{\min}$和β有关说明测量不同宽度谱线的相对误差不同。

再来看公式(7.55)，等式$\delta_a = 4\delta_t$表示在最佳测量条件下，惯性误差应比仪器轮廓决定的误差小四倍。偶然误差δ_n则不同，它等于δ_a，这说明在相应于$\sigma_{\min}$的最佳测量状态下，记录的光谱轮廓上应出现噪声起伏。由此得出一个实用上极有意义的结论：若已知单色仪的仪器轮廓宽度小于谱线真轮廓宽度，而记录的轮廓却很光滑，那么，此时的测量状态不是最佳的，必须把单色仪的狭缝调整到记录轮廓上出现噪声。换句话说，在测量之后把谱线轮廓沿噪声平均化，较之记录光滑的"漂亮"的轮廓更接近谱线真轮廓。

常常按下述方法进行测量：将电信号经模数转换后直接输入电子计算机，用最小二乘法将噪声起伏平均掉，或在记录曲线上直接由目视法平均。

最后还应指出，记录噪声不能过大，即不应破坏条件$\delta_n = \delta_a$，否则在平滑噪声时会产生较大的误差。可利用等式$\sqrt{\Delta V_n^2} = \frac{1}{5}\Delta V_{\max}$来估计噪声水平，其中$\Delta V_{\max}$是最大噪声起伏的振幅，此式当统计的噪声起伏数愈多时愈正确。

以上讨论测量高斯轮廓峰值最佳条件的方法，也可用来讨论其它形状谱线轮廓的测量，所得结果相似，仅系数稍异。

八、二次色散(Double pass)系统消除仪器散射光

对方和斐线精细结构的分析，是了解太阳光球和低色球层的

基本手段之一．系统地研究弱线的轮廓、研究它的不对称性和位移，要求能测量相当于连续背景的1/10甚至1/100的强度．为此，要求仪器的歪曲很小．众所周知，一般光栅由于刻制的误差，在光谱中会产生鬼线和散射光，造成光栅光谱仪的仪器轮廓具有缓慢下降的翼．如前所述，这种情况下测量精度不高．七十年代来，高色散太阳分光仪广泛采用具有中间狭缝的二次色散系统来消除散射光．这里所指散射光还包括鬼线．因为，对于连续背景上的吸收线来说，鬼线对其测量结果的影响可视同散射光．

图7.35是美国基特峰天文台的垂直式二次色散单色仪的光

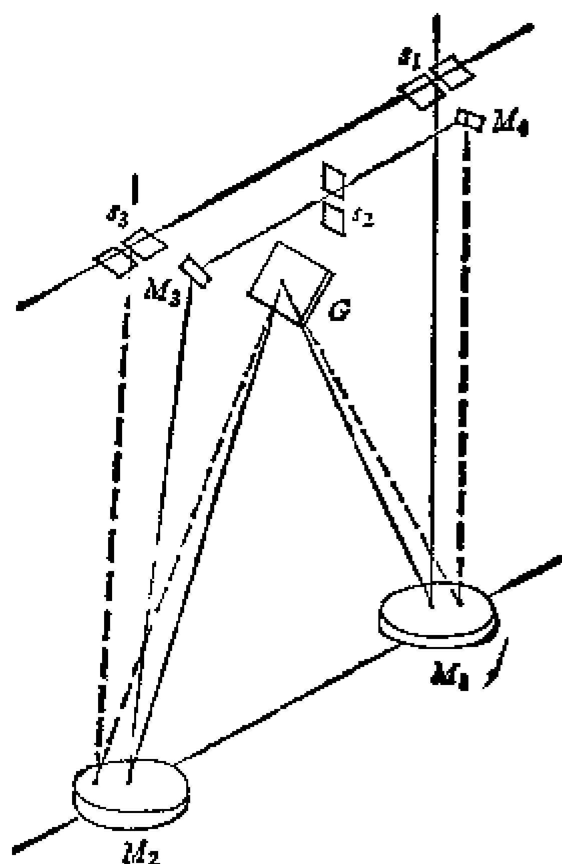


图7.35　二次色散系统的光路．

路．实线表示第一次色散的光路，一次色散后的光束被聚焦在中间狭缝s_2上，透过中间缝的波长范围极窄的辐射沿虚线所示光路又到达光栅，再次色散并被照像镜M_2聚焦在出射狭缝s_3上，经过它投向光电管．中间缝s_2的宽度调节得使其对应的波带稍宽于s_3允许的带宽，但小于一级罗兰鬼线和母线间的距离．

穿过中间缝的光包含着中心波长为λ_0的窄光谱带、同时也叠

加了其它波长的散射光，在第二次色散时，这些散射光被从 λ_0 带分离出来．适当调节 s_3 就可得到不包含散射光的 λ_0 谱带．图 7.36 表示透过中间缝的光沿波长的分布，图中虚线代表 s_3 的宽度；R 表示罗兰鬼线；b 表示均匀的散射光背景，它来源于光谱仪中的漫反射、光学表面的多次反射，它是非选择性的，其影响可将 s_3 移至如图 7.36 所示的 λ_1 处测量出来，然后调整记录仪的零点进行改正．所以，这种系统排除了罗兰鬼线和其它光学缺陷产生的选择性散射光．虽然在第二次通过时，还会产生一些选择性散射，但其量极微，可忽略．不仅如此，可以证明，二次色散系统的色散度增加了一倍．还可以证明，二次色散系统的理论分辨本领也较一次色散的增加了一倍．但遗憾的是，光学元件的像差和缺陷所产生的波前歪曲也加大了一倍．因此，实际分辨本领的增益决定于光栅和其余光学元件的质量，最多只增大一倍．二次色散系统

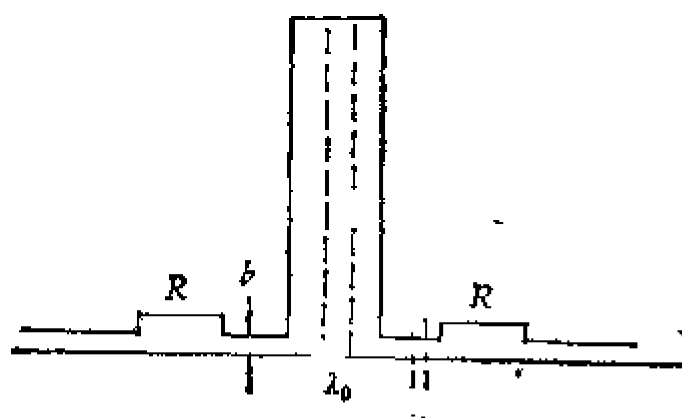


图 7.36

的实际分辨本领由下式近似表示：

$$R_2 = \left(1 + \frac{R_1}{R_T}\right) R_1, \tag{7.59}$$

其中 R_1 和 R_T 分别为一次通过时的实际分辨本领和理论分辨本领．

可以证明，如果入射狭缝和出射狭缝相应的谱带宽保持不变，则二次通过和一次通过的光量之比为 $2\tau_2/\tau_1$，τ_2 和 τ_1 分别为两种

情况下仪器的透射系数．若 $\tau_2/\tau_1 > 0.5$，二次通过系统的光效率会超过一次通过系统的．这就要求光栅的绝对效率约大于60%，既使达不到这一要求，二次通过系统在消除散射光、改善吸收线心剩余强度方面的优点也足以弥补光效率的损失．

九、消除背景光

在研究日珥、耀斑和色球的光谱时，经常遇到的都是发射线，观测结果都叠加了一定强度的背景光．

所谓背景光是指不属于研究对象所发出的光，对于日面边缘的客体(如日珥、边缘耀斑)来说，背景光包括地球大气散射光(即日晕)和仪器散射光．对于日面上的客体(如日面耀斑或暗条)而言，除了上述两种散射光外，还包括光球本身的辐射．这些背景光叠加在被研究的光谱上，歪曲了它们的形状．因此，为要得到纯属

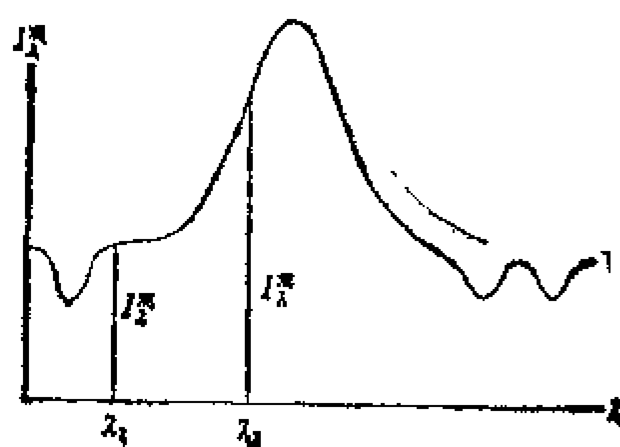


图 7.37 观测光谱的强度分布．



图 7.38 日晕光谱强度分布．

客体本身的光谱，就必须从观测光谱中消除背景光的影响。

下面以日珥观测为例，说明如何改正背景光。

观测光谱的强度分布如图 7.37 所示。由于背景光谱是地球大气和仪器散射光形成的，故背景光谱的强度分布应与光球光谱一致。为了改正这种背景光，在观测过程中，继拍摄日珥光谱之后不久，把狭缝对着日珥附近且与日珥的日心距相等的天空背景处（见图 7.39），拍摄日晕光谱，得到如图 7.38 的强度分布。把图 7.37 和图 7.38 按波长对应起来。在相同波长处，可求出两个强度

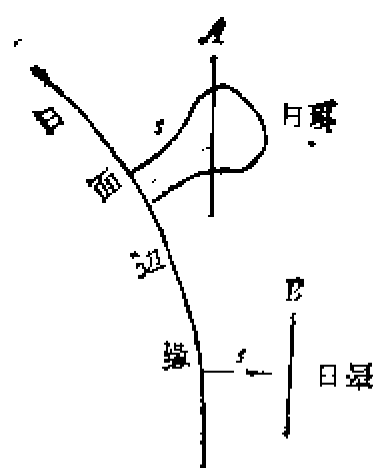


图 7.39　拍摄日珥光谱的狭缝位置 A 与拍摄日晕光谱的狭缝位置 B 的日心距相等.

$I_\lambda^{观}$ 和 $I_\lambda^{晕}$. 对发射线之外的波段，$I_\lambda^{观}$ 与 $I_\lambda^{晕}$ 成正比。可对几个波长求出它们的比例系数

$$\Gamma_i = I_{\lambda_i}^{观}/I_{\lambda_i}^{晕}, \qquad (i = 1, 2, 3, \cdots) \tag{7.60}$$

然后计算其平均值 $\bar{\Gamma}$，即可作为背景光的改正系数。在发射线轮廓范围内，$I_{\lambda日珥}^{观}$ 与 $I_\lambda^{晕}$ 相差很多，某波长 λ 处纯日珥发射强度为

$$I_\lambda^{珥} = I_{\lambda日珥}^{观} - \bar{\Gamma} I_\lambda^{晕}. \tag{7.61}$$

测量发射线范围内若干波长处的 $I_{\lambda日珥}^{观}$，按式（7.61）计算得 $I_\lambda^{珥}$ 随 λ 的分布，就是纯日珥发射轮廓.

在实际观测条件下，往往不易得到日心距与日珥相同的日晕光谱，这时也可测量日珥光谱片上、离日珥发射不太远的天空背景光谱来代替它。

§7.4 太阳常数和太阳连续光谱绝对能量分布的测量

一、定义和意义

太阳常数指的是地球大气外在日地平均距离处（1天文单位处），垂直于太阳光束方向的每平方厘米面积上在单位时间内接受到的总辐射能．其单位为卡/厘米^2·分钟，或瓦特/厘米^2．太阳电磁辐射的范围自波长$\lambda<1$埃直到$\lambda>100$米，但对太阳常数而言，2000埃到1微米波段的能量已占太阳常数的99.9%，而3000埃到3微米的能量约占97%．

太阳连续光谱绝对能量分布，即是以绝对能量单位表示的，地球大气外太阳的单色亮度随波长的变化．单位是尔格/厘米^2·秒·球面度·埃．或者是太阳单色照度随波长的变化，其单位通常用瓦特/厘米^2·微米．后者又称为太阳分光辐射照度，或太阳分光辐照．

太阳常数和大气外太阳连续谱能量分布的测量，有下述理论和实用价值：

1．太阳物理研究方面．由太阳常数可确定太阳大气的有效温度；太阳常数和日面临边昏暗的观测资料结合，可推测温度随太阳大气深度的变化；连续谱能量分布与日面临边昏暗资料相结合，可推测太阳大气不同深度对不同波长的不透明度，是建立太阳大气模型的重要资料．

2．地球物理和气象方面．地球物理和气象中的许多重大问题，例如地球大气的热平衡、高空大气结构、辐射带的起伏、地球反照率以及天气预报等问题的研究，都需要太阳常数和分光辐射的资料．

3．宇宙航行方面．宇宙航行中，卫星体和飞船体本身的热平衡以及由太阳紫外辐射引起的剥蚀，均为影响卫星及飞船寿命的重要因素．为计算卫星表面吸收的能量，需要知道准确的太阳分

光辐照值．此外，为估计卫星和飞船中仪器主要动力的太阳能电池的功率和寿命，也需要相当准确的太阳分光辐照资料．

4．其它工程技术方面．太阳常被用作光学实验或测量的标准光源，在照明工程或太阳能利用的设计和实验中，往往需要模拟太阳辐射．所有这些，均需要有太阳分光辐照和太阳常数的精确资料．

此外，太阳辐射的变化以及它对地球环境的影响，也是天体物理学家关心的问题．例如美国计划在空间交通船上安放仪器，测量精度优于 0.1% 的太阳常数的变化．

二、测定太阳常数的方法和仪器

有两种在原理上和实验技术上完全不同的测量太阳常数的方法．一种是间接测量法，是把太阳的亮度同实验室中的光源相互比较，测定以绝对单位表示的太阳分光亮度，然后沿所有波长积分，计及太阳在地球处所张立体角，算得太阳常数（关于太阳绝对分光亮度的测量，将在下一节中叙述）．另一种方法是直接测量法，即采用非选择性辐射探测器，它吸收全部入射的太阳辐射能，并将此能量产生的热效应转换为其它可测量的物理量，如水的升温、冰的熔化、双层金属的弯曲、不同金属的接触电位差和电阻变化等等．测量这些物理状态的变化量，按照相应的物理学定律可以确定太阳常数．

但是，如果在地面进行测量，对结果必须作大气消光改正．这个问题对总辐射的测量比较困难．因为严格说来大气消光改正的布格尔方法只适用于单色光．故在地面用非选择探测器测量总辐射时，必须并行地作分光光度观测，求得太阳光谱的相对能量分布和大气分光透射系数，由这些数据计算总辐射流的大气消光．此外，还必须加上未观测到的紫外和红外光谱区的改正．

早在 1905 年，美国史密松那（Smithsonia）天体物理研究所的阿玻特等人，采用流水太阳热量计，在地面用直接法测量了太阳常数．图 7.40 为阿玻特流水太阳热量计（又称标准太阳热量计）的

纵剖面图. 辐射探测器 AA' 是底呈圆锥形、内部涂黑并装有若干光栏的黑箱，尽量使黑箱具有类似绝对黑体的性质. 太阳光经过几个光栏 $BB'C$ 后，进入黑箱 AA'，在那里经过多次反射后几乎完全被吸收. 同时，在 AA' 器壁周围不断有水流过，水从管 E 流入，

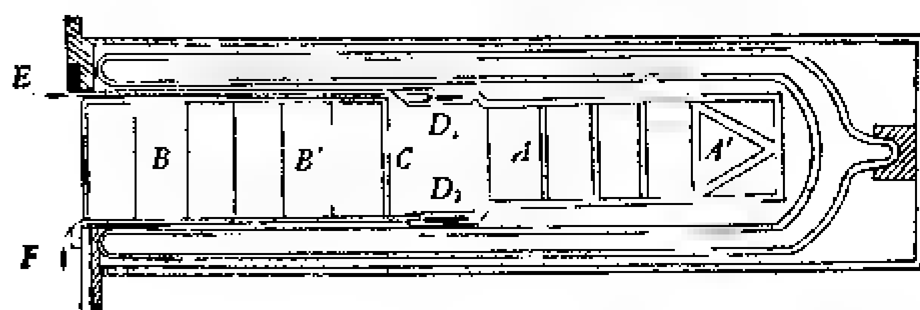


图 7.40 阿玻特流水太阳热量计.

经容器后从管 F 流出. 被吸收的辐射能使水的温度升高，利用铂片做成的电温度计 D_1D_2（惠斯通电桥的两臂）测量进出的水温差，这样，就可得到用绝对单位表示的太阳辐射流量. 史密松那天体物理研究所用这样的仪器进行了长达半个多世纪的观测. 现在阿玻特式辐射仪的标准原器保存于史密松那研究所，此原器所规定的标度称为"史密松那 1913 年标度".

另一著名的太阳辐射仪为埃斯特隆（Ångströn）补偿太阳热量计. 其主要部分是两片表面涂黑的完全相同的薄锰铜片，一片受太阳照射，一片用盖遮住并联结于电池供电线路中. 两铜片背面紧接温差电偶工作接头并和微电计相联，当两铜片温度不同时，微电计就偏转，此时调节电池供电电流，使未被照射的铜片加热到和受太阳辐射作用的另一铜片温度相等，则由加热电流 i，不难计算单位面积铜片接受到的太阳能为

$$E = \frac{i^2 r}{S}\ (\text{瓦特/厘米}^2), \tag{7.62}$$

其中 i 以安培为单位，电阻 r 以欧姆为单位，S 为铜片的面积. 当然，计算时还应该考虑铜片反射和热传导等热损失的改正. 埃斯特隆太阳热量计的标准原器保留在斯德哥尔摩研究所，它提供的标度称为"未改正的埃斯特隆原始标度".

比较阿玻特和埃斯特隆两种仪器系统的测量结果，相差达百分之几．所以，1956 年在瑞士戴渥斯（Davos）召开的国际会议，规定了国际太阳辐射测量标度，简写为 IPS-56．它比 1913 年史密松那标度大 1.5%，比“未改正的埃斯特隆原始标度”小 2%．

六十年代以来，许多研究工作者利用飞机、气球、火箭、人造卫星以及宇宙飞船进行高空观测．出现了许多高空辐射测量仪．这些仪器大多数是基于电补偿原理的．如美国航空和航天局哥达德（Goddard）空间飞行中心的克鲁格（R. Kruger）等人用的锥体辐射仪（Cone radiometer），其中，电流经过金属丝绕成的厚 0.05 毫米的锥体，锥底朝向太阳，锥面涂黑，应用电置换法测量太阳辐射流，参考电学单位标度，测量结果以毫瓦为单位．

高度达 60 公里以上的高空观测，不必作大气消光改正，只须考虑仪器窗口材料的消光作用．例如，若用石英窗口，波长小于 4 微米的辐射不能进入辐射探测器．高度 35 公里左右的飞机和气球观测，因未能超越臭氧层，还必须作 $\lambda < 0.3$ 微米波段的消光改正．

三、太阳常数的测量结果

表 7.5 列出本世纪三十到七十年代地面测量太阳常数的结果．表中注以★号的是通过分光测量求积分得到的结果．

地面观测太阳常数的结果，彼此相差可达 3—4%．其原因一方面是由于观测本身的误差，其它方面还有

1. 光谱紫端和红端的各种改正不精确．这些改正包括：用绝对辐射仪的测定结果对单色仪观测的相对分光辐射曲线进行绝对定标时、对应扣除能量的估计（称为分光辐射曲线改正），和对单色仪未观测的两端波段在大气外能量的估计（称为零大气质量改正）．对这些改正的理论估计方法不同，因而也具有不同的误差．

2. 对绝对辐射仪作绝对校准的误差，以及绝对标度系统换算方面的误差．

1970 和 1975 年在戴渥斯召开的国际太阳热量计对比会上，

表7.5 地面测量的太阳常数

年份	作者	太阳常数 (卡·厘米$^{-2}$·分钟$^{-1}$)	注
1923—1952	阿玻特等 (Abbot et al.)	1.94	
1932	林克 (Linke)	1.94	
1934—1935	穆尔德斯 (Mulders)	1.95	
1938	温索德 (Unsöld)	1.90	
1940	孟 (Moon)	1.90	★
1949	沙兹曼 (Schatzman)	1.97	
1949	舒埃恩 (Шуенн)	1.96—2.03	
1950	艾伦 (Allen)	1.97	
1951	奥连 (Аурен)	1.97	
1951	弗里茨 (Fritz)	1.97	
1951	尼可莱 (Nicolet)	1.98	★
1951	豪顿 (Houghton)	1.97	
1952	乔治 (Georgi)	1.98	
1954	约翰逊 (Johnson)	2.002	★
1955	温索德 (Unsöld)	1.96	
1956	斯戴与约翰逊 (Stair & Johnson)	2.05	★
1958	艾伦 (Allen)	1.99	
1967	西特尼克 (Ситник)	2.076	★
1967	马卡诺娃等 (Макарова и Харитонов)	2.03	★
1968	拉布斯与耐柯尔 (Labs & Neckel)	1.958	★
1968	斯戴与爱里斯 (Stair & Ellis)	1.95	★
1969	马卡诺娃等	1.98	★
1980	拉布斯与耐柯尔	1.968	★

比较了由不同的辐射仪代表的绝对标度和 IPS-56 标度间的关系，确定了太阳常数参考标 (Solar Constant Reference Scale，简称 SCRS)，以便将各种太阳常数的测量归算到同一参考系统。表 7.6 列出高空探测得到的太阳常数值。由第 6 至第 122 页求得太阳常数的最或然值为[1]

$$s = 1373 \text{ 瓦} \cdot \text{米}^{-2} = 1.969 \text{ 卡} \cdot \text{厘米}^{-2} \cdot \text{分钟}^{-1}.$$

1) 见 Oran R. White 编 "The Solar Output and Its Variation", 1977.

表 7 6 高空测量的太阳常数

序号	年 份	作 者	运载工具	飞行高度（公里）	测量次数	SCRC 值（瓦·米$^{-2}$）	原始值（瓦·米$^{-2}$）
1	1966—1968	德拉蒙德等（Drummond）	飞机	13.0	13	1387±17（±19）	1359
2	1967	克鲁格（Kruger）	飞机	11.6	6	1372±24	1364
3	1967	杜肯等（Duncan）	飞机	11.6	4	1377±40	1349
4	1967	麦克纳特等（McNutt）	飞机	11.6	5	1375±30	1343
5	1968	肯德尔（Kendall）	飞机	12.2	6	1373±14	1370
6	1962—1967	康德拉杜叶夫（Kondratyev）	气球	28—34	12	1376±18	1356
7	1967—1968	墨克雷（Murcray）	气球	31—35	4	1373±12	1339
8	1969	威尔逊（Willson）	气球	36.0	1	1369±11	1366
9	1967	德拉蒙德（Drummond）	飞船	78—82	1	1385±14	1361
10	1969	勃拉蒙顿（Plamondon）	水手 6，7 号	1—1.4 天文单位	145 天	1362±18	1352
11	1975	希克伊（Hickey）	飞船	1100	>180 天	1388±14	1392
12	1975—76	希克伊	飞船	1100	5 天	1382±14	1371

四、太阳连续光谱绝对能量分布的测量

(一) 测量方法和对仪器的要求

连续光谱绝对能量分布的测量方法也有二种. 一种是利用非选择性探测器和分光仪, 测量太阳的相对分光亮度. 根据式(5.48), 此时直接测量的量可表为

$$F(\lambda)d\lambda = q\tau_\lambda p_\lambda B(\lambda)\frac{d\lambda}{dl}s_2, \tag{7.63}$$

其中 τ_λ 为分光仪的透射系数, p_λ 为大气透射系数, q 为与入射狭缝宽度和高度有关的因子, $B(\lambda)$ 为太阳的分光亮度, $\frac{d\lambda}{dl}$ 为分光仪的色散度, s_2 为出射狭缝宽度, 所以

$$B(\lambda) = \frac{F(\lambda)d\lambda}{q\tau_\lambda p_\lambda \frac{d\lambda}{dl} s_2}.$$

由此可知, 为求得绝对单位表示的 $B(\lambda)$, 还必须作下述工作: 1. 研究仪器和大气的分光透射系数; 2. 测定仪器色散度随波长的变化; 3. 对探测器的灵敏度进行绝对校准, 即测量探测器的绝对灵敏度. 这些测量往往不容易做得很精确.

第二种方法是较差测量法, 即把太阳光谱同温度已知的绝对黑体光谱进行比较, 或者同绝对能量分布已知的次级标准器比较, 令测量两者为仪器条件完全相同, 则太阳分光亮度

$$B_\odot(\lambda) = \frac{F_\odot(\lambda)}{p_\lambda F(\lambda)} B(\lambda, T), \tag{7.64}$$

其中, $B(\lambda, T)$ 为黑体的分光亮度. 较差测量得到太阳和标准光源辐射流之比 $F_\odot(\lambda)/F(\lambda)$, 只要改正大气透射系数 p_λ, 就可求得 $B_\odot(\lambda)$. 显然, 这种方法有可能完全消除光学仪器透射系数的影响, 色散度也不需要知道, 和探测器有关的一切困难在较差测量中也自然地消除了. 因此, 这种测量可以采用灵敏的选择性探测器, 也能够应用分辨率和色散度都比较大的分光仪. 这一点对吸收线很多的紫外区连续谱的测量显得特别重要. 因为在 $\lambda < 4300$ 埃的短波区, 太阳光谱不受吸收线影响的区域很窄, 常常不到 1 埃.

强线线翼(如氢的巴尔末线、电离钙的H线和K线)以及相邻谱线线翼的重叠，都会影响连续光谱强度的真分布. 故研究太阳连续光谱能量分布时，也必须用分辨率不小于5—10^5的光谱仪. 而在第一种方法中，所用非选择性的热辐射探测器灵敏度常常比较低，以致不能用大色散的分光仪. 由于以上原因，近代均采用第二种方法测量.

第二种方法的困难在于要制造十分准确地按照普朗克定律辐射的黑体模型. 这就要求保证黑体模型内部实现辐射平衡条件，并能准确测定其中的温度. 其次，由于必须应用高色散度和高分辨本领的分光仪，常要在大型塔式或水平式太阳望远镜上观测. 这样，望远镜的反光镜会使光产生仪器偏振，其偏振度达到5% 甚至更大，且随波长变化，偏振方向依赖于光在定天镜上的入射角. 还有，分光仪也会使光产生偏振，它也和波长有关，如衍射光栅的偏振极大位于波长 $\lambda = 0.7d\cos\alpha$ 处(d——光栅常数，α——光栅上光的入射角)，此时偏振度达50%. 绝对分光测量时，若忽略这些影响可能会产生重大误差. 对这些仪器偏振的影响没有很好的计算方法，应该在各种具体条件(太阳的位置、标准光源的分布)下作专门研究. 一般说来，在利用分光光度测量标准的情形下，偏振效应产生的误差比第一种方法小些.

(二) 绝对黑体模型和次级能量校准器

1. 黑体模型

众所周知，绝对黑体处于热动平衡状态，它的辐射遵从克希霍夫定律，其亮度由普朗克公式(1.13a)描述. 在闭合的对辐射不透明的壳内可实现辐射平衡. 但是，为了从外面观测这种辐射，必须在壳上开一小孔. 这样，辐射从小孔出来就破坏了平衡，使其吸收系数不等于理想情况下的1，而是χ. 研究表明，对于内表面为纯漫反射的球状模型，其吸收系数为

$$\chi \approx 1 - \frac{r}{1-r}\frac{d^2}{4l^2}, \qquad (7.65)$$

这里 r 是壳体内表面的反射系数，d 为开孔直径，l 是壳体的直径.

公式 (7.65) 仅当波长远小于开孔时才成立. 在亚毫米波区，通常大小和结构的黑体模型，由于衍射效应，其黑度已明显降低.

图 7.41 为一种绝对黑体构造图. 图中 K 为圆筒状辐射筒，AD 为辐射腔，N 为石墨制的加热筒，电流流过加热筒使辐射筒内达到一定的温度，辐射腔中的辐射从小孔 D 射出. 为了检测辐射腔中的热状态，AD 内放有两个温差电偶，一个温差电偶与电位差计相联，另一个温差电偶的一个接头用黄金丝联结放在辐射腔内，它的第二个接头在外面与毫安计相联. 当加热到黄金丝熔断时，毫安计读数为零. 按 1968 年确定的国际温度标(称为 IPTS 1968)，此时黑体壳内的温度为 1337.58 K (或 1064.°43 C)，因而此时电位差计的读数标志着 1337.58 K 的绝对黑体热状态. 只要控制加热电流，使此读数保持不变，就实现了温度 T_0 为 1337.58K 的绝对黑体.

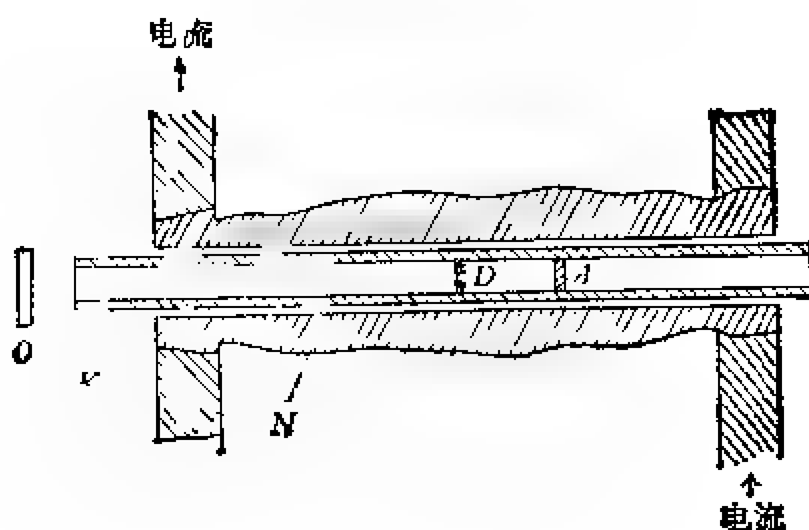


图 7.41 绝对黑体构造.

常常需要温度更高的黑体，可提高加热电流. 这时，它的热状态可由电位差计判知，但它的温度 T_1 不能直接定出. 必须在同一条件下，测量这未知温度的和黄金熔点温度的黑体单色辐射流之比，根据普朗克公式可得到决定未知高温的公式是

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{c_2 \lg e} \cdot \lambda \lg \frac{F(\lambda, T_1)}{F(\lambda, T_0)}. \tag{7.66}$$

黑体壳内的温度必须均匀．研究表明，如果要求绝对黑体以0.1% 的精度重现它在黄金熔点时的亮度，则黑体壳内的温度梯度不应超过 2 度/厘米．

上述类型的黑体最高温度可达 2750 K．实现温度再高的黑体已很困难，因此时可用作黑体壳和加热筒的材料已不牢靠．这类黑体可作为 $\lambda > 2500$ 埃的辐射标准，对于地面观测完全足够．但它的紫外辐射不强，对高空和卫星所作 $\lambda < 2500$ 埃的紫外观测，需要用别的标准．

2．次级能量校准器

绝对黑体是绝对分光光度测量的一级标准，但它装置复杂，实现较困难．不能经常用它与太阳进行相对测量．实际测量工作中常采用次级能量校准器．所谓次级能量校准器，即与一级标准比较过的绝对亮度已知的实验室光源，故又称为次级标准灯．与次级标准灯比较确定的标准光源称为三级标准灯．

次级标准灯必须辐射稳定并能以很高的精度重现其辐射．炽热钨丝灯、具有连续谱的弧光灯(如氙灯)和具有连续谱的气体放电灯(如氢灯)都可作次级标准灯用．就校准的量来说，次级标准灯可分为校准亮度的和校准在一定距离处照度的两类．在测量日面亮度时需用第一类标准灯，此时分光仪前必须放置成像光学系统，将光源像成在分光仪的狭缝上．第二类标准灯则用于测定整个日面的照度，不要求用成像系统．

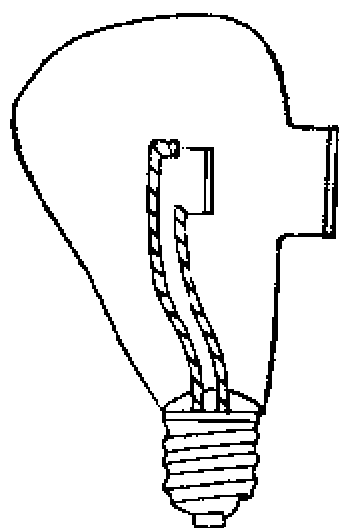


图 7.42　带状钨丝灯．

标准亮度的标准灯的发光体各点的亮度应尽可能相同，为此常利用如图 7.42 所示的带状钨丝灯，灯泡内的钨丝带宽约 2.6 毫米．只要保证供电稳定(电流的稳定度应保持在 ±0.05% 范围内)，钨带中心 ±1—3 毫米范围内的亮度稳定性不会低于 1%．

(三) 日面临边昏暗和吸收线对太阳连续谱能量分布的影响

分光测量往往直接得到的是日面中心的分光亮度 $B_\lambda(0)$. 由于日面临边昏暗效应，在 1700 埃—0.5 毫米波段内太阳视面亮度从中心到边缘逐渐减弱. 当把太阳作为一颗恒星那样处理时，太阳整个圆面的平均连续谱能量分布将低于对日面中心的测量值. 此外，太阳光谱中的吸收线，特别在 $\lambda < 4300$ 埃的蓝紫区密集的吸收线也使连续谱强度降低.

为了将日面中心亮度转化为平均亮度. 只须乘以因子

$$\int_0^r B_\lambda(\theta)/B_\lambda(0)\ r dr \Big/ \int_0^r r dr, \tag{7.67}$$

式中 $B_\lambda(\theta)/B_\lambda(0)$ 为由日食时观测决定的临边昏暗系数，积分沿整个日面进行.

至于吸收线的影响，可作如下考虑：设 $I'_\lambda(0)$ 是某一波长间隔 $\Delta\lambda$ 范围内测量的连续谱强度，它和无吸收线时连续谱的强度 $I_\lambda(0)$ 间的关系应该是

$$\eta_\lambda = \frac{I'_\lambda(0)}{I_\lambda(0)} = 1 - \frac{\sum\limits_{\Delta\lambda} W_\lambda}{\Delta\lambda}, \tag{7.68}$$

这里，$\sum\limits_{\Delta\lambda} W_\lambda$ 是 $\Delta\lambda$ 范围内所有吸收线等值宽度之和. 可由分光观测定出. 但问题是，吸收线的等值宽度也随日面位置而变，且变化的趋势因谱线的强弱而异. 考虑到这些因素之后，可利用太阳光谱分光光度测量资料，计算从紫外到红外的太阳光谱中吸收线覆盖效应的改正值. 例如，有人算得

对日面中心　$\eta_c = 0.878$,

对全日面　　$\eta_D = 0.90$.

这一数据说明，吸收线自日面中心总辐射中吸收了将近 12.2% 的能量，而大约吸收了全日面辐射的 10%.

本书最后附录十三中，给出 0.33—1.25 微米波段太阳绝对分光辐照表.

§7.5 太阳单色光观测

色球层厚度仅约 2000 公里. 在可见区色球层的辐射只有光球的千分之一,相当于一般晴空日晕的亮度. 而且,色球层基本上只发射一定波长的辐射. 所以用白光不仅观测不到太阳圆面上的色球层,也观测不到投影在天空背景上日面边缘的色球. 但若仅观测那些发自色球的单色光,如把充分窄的出射狭缝搁在光谱中某一色球谱线上,或用只透过极窄波段的滤光器,就可挡住光球辐射,色球的景象便能呈现出来.

众所周知,太阳活动在色球层中有鲜明的反映. 谱斑、暗条、日珥乃至标志太阳激烈活动的光学耀斑都是在色球层中观测到的. 所以,太阳单色光观测是研究太阳活动形态必不可少的手段. 除色球外,日冕辐射主要集中在绿线 5303 埃、红线 6374 和 6702 埃等处,对这些波长的单色光观测是了解日冕的主要途径.

现代用以进行单色光观测的仪器主要有太阳单色光照相仪,干涉偏振滤光器等. 适合于色球观测的单色光有 H_α 线 (6563 埃),CaIIK 线 (3934 埃),CaIIH 线 (3968 埃),这些谱线线心辐射产生于色球. 另外还可用 D_3 线 (HeI,5875 埃)和 b_1 线 (MgI,5183 埃)等.

一、太阳单色光照相仪

早在 1889 年美国威尔逊山天文台的海耳和法国墨冬天文台的戴朗德等人就分别用太阳单色光照相仪拍摄太阳色球单色像. 太阳单色光照相仪的基本原理如下: 在摄谱仪照相镜焦平面上放一出射狭缝,只限于让色球谱线的光通过,在底片上得到的是位置与入射狭缝对应的那一细条色球的单色像. 如果令太阳像相对于入射狭缝和底片相对于出射狭缝同步地、匀速地扫描移动,则太阳像上不同细条依次成单色像于底片的相继位置上,从而组成了一张较大的色球单色像.

较好的扫描移动方式，使摄谱仪不动而设法让太阳像和照相底片移动，此时光线通过摄谱仪的条件不变。

单色光照相的质量在很大程度上由所要的谱线和背景(或邻近的连续光谱)之间的反衬决定。CaII的H和K线特别亮和宽，且位于宽而暗的吸收带中间，这种吸收带大大减小了邻近连续光谱的亮度，增加了反衬，所以H和K线特别适合于单色光工作。

色散度的变化会引起谱线和连续光谱亮度不同程度的改变。因此，适当选择仪器的色散度有可能增大反衬。此外，投在出射狭缝上的光谱必须有足够引起底片感光的亮度。

有的单色光照相仪的入射狭缝前有光束分离器，且有多个出射狭缝，可以同时得到几个波长处的单色光象。

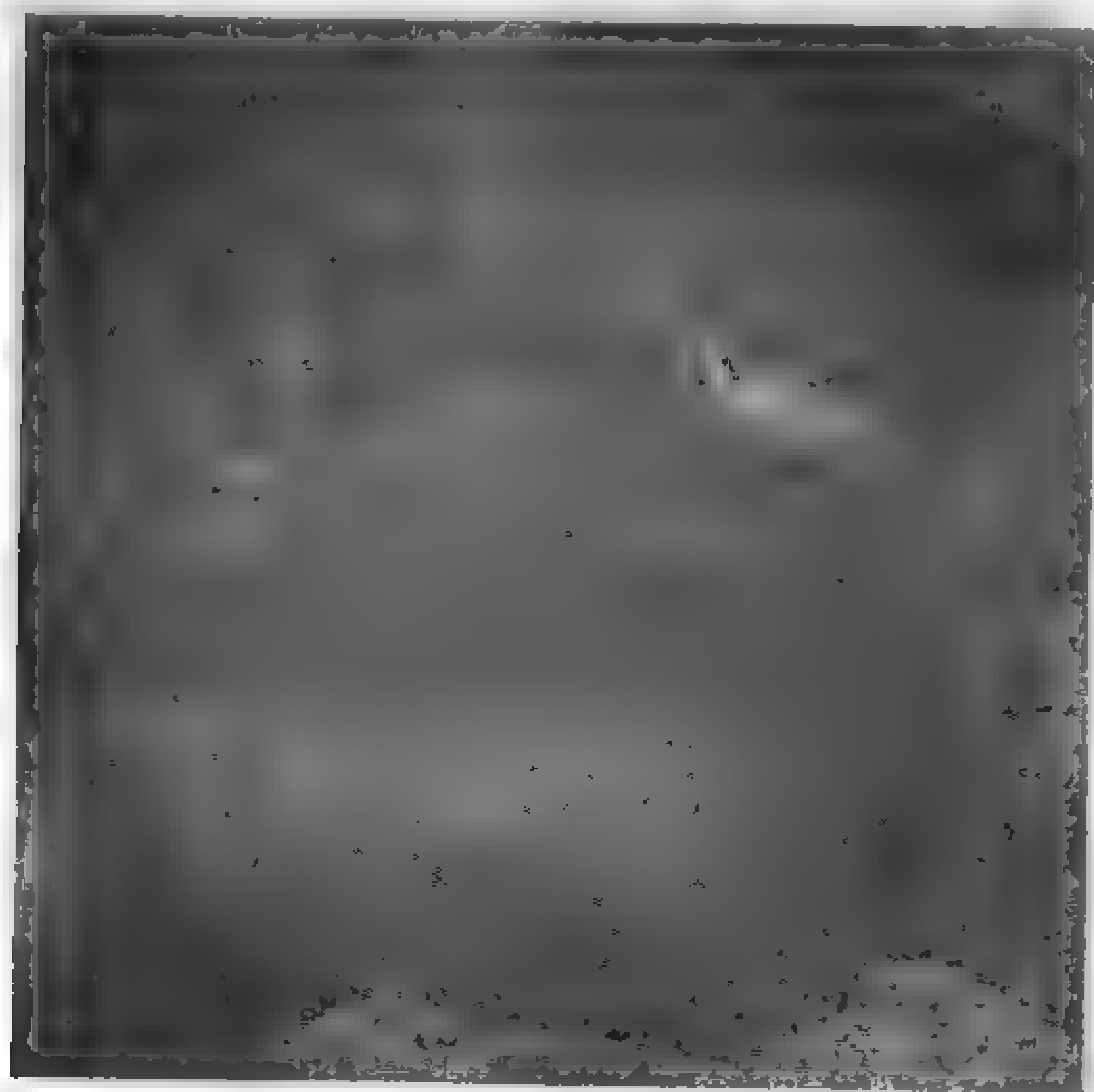


图7.43 氢单色像。

由于机械装置难以完全满足[illegible]步进或匀速连续移动的要求，用单色光照相仪获得的单色像[illegible]，多少会存在一些由不均匀的跳跃式移动产生的[illegible]。另外，各条单色像不是在同一时间拍摄的，当日面[illegible]，[illegible]就不适用。近年来，人们对[illegible]的[illegible]的研究，出现了替代单色光照相仪的趋势。

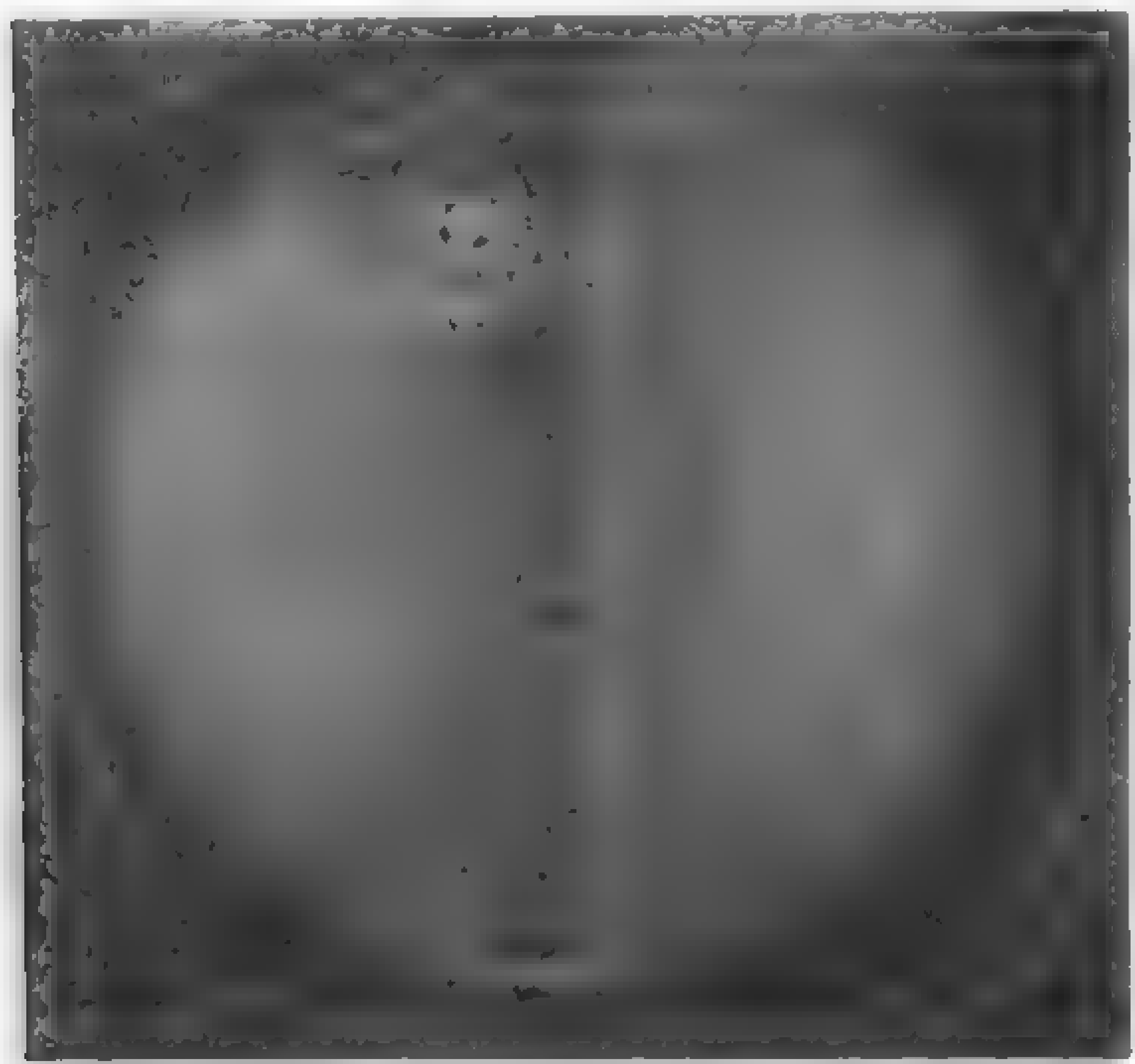


图 7.44　钙单色像.

二、干涉偏振滤光器

1933 年，法国天文学家兼光学家李奥与瑞典天文学家欧曼，各自独立地发明了一种透射带仅几埃的干涉偏振滤光器。这种滤光器安装在一般望远镜光路中便成了色球望远镜，从而大大推进了太阳色球活动的监视工作。几十年来，干涉偏振滤光器不断得

到改进，目前已做出了透射带窄到 0.25 埃、透射带中心波长可在 4000 埃到 7000 埃范围内连续调节的滤光器。

(一) 里奥滤光器的结构和原理

见图 7.45 里奥滤光器由一系列相间排列的偏振片和双折射

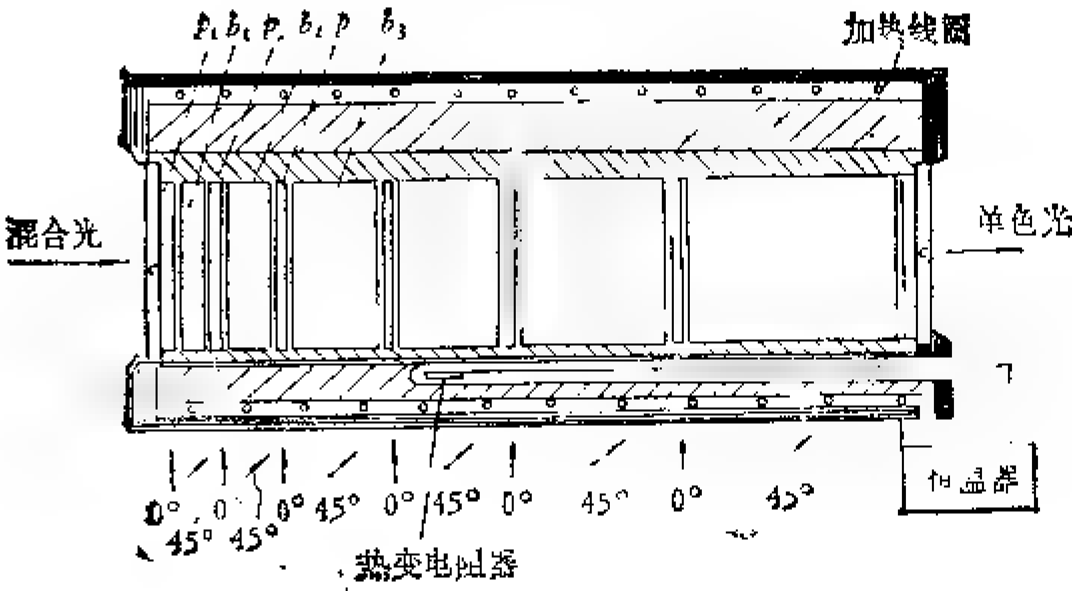


图 7.45 里奥滤光器的结构.

晶体(石英或冰洲石)组成. 图 7.38 中 $p_1, p_2, \cdots, p_n$ 表示偏振片; $b_1, b_2, \cdots, b_n$ 表示晶片. 晶片的光轴和它的表面平行. 安装时，使所有晶片光轴彼此平行，所有偏振片的光轴也彼此平行但和晶片光轴交 45° 角. 晶片的厚度这样选择，使每一晶片的程差是前面晶片的两倍，即对于同种材料的晶片，厚度间的关系为

$$d_n = 2^{n-1} d_1, \tag{7.69}$$

d_n 为第 n 片晶体的厚度，d_1 为第一片晶体的厚度. 图中 c 是一块普通的颜色滤光片.

通常把两偏振片夹一块双折射晶片的结构称为里奥单级，下面以单级为例说明里奥滤光器的原理.

设平行光束垂直入射，经偏振片 p_1 后成为沿 AB 振动的线偏振光，在图 7.46 中，设此线偏振光可表为 $A_1 e^{i\omega t}$，再经厚 d_1 的晶片

被分为等振幅的寻常光和非常光，分别为 $\frac{A_1}{\sqrt{2}}\exp\left[i\left(\omega t-\frac{2\pi n_e d_1}{\lambda}\right)+i\delta_1\right]$ 和 $\frac{A_1}{\sqrt{2}}\exp\left[i\left(\omega t-\frac{2\pi n_e d_1}{\lambda}\right)\right]$，它们之间的位相差

$$\delta_1=\frac{2\pi\mu d_1}{\lambda}, \tag{7.70}$$

$\mu=n_o-n_e$ 是晶体对寻常光和非常光折射率之差，λ 是真空中的波长。这两种偏振光经偏振片 p_1 后互相干涉，合成振动为

$$\frac{A_1}{2}(1+e^{i\delta_1})\exp\left[i\left(\omega t-\frac{2\pi n_e d_1}{\lambda}\right)\right]. \tag{7.71}$$

容易证明，出射光的光强分布为

$$I_1=k\cos^2\frac{\delta_1}{2}. \tag{7.72}$$

若入射自然光，$k=\frac{1}{2}$；若入射的是偏振方向和偏振片光轴平行的线偏振光，则 $k=1$。

图 7.46 单级滤光器

由式(7.72)知，当 $\delta_1=2m\pi$，即程差 $\mu d_1=m\lambda$ 时，得到干涉的极大；当 $\delta_1=(2m+1)\pi$，即 $\mu d_1=\left(m+\frac{1}{2}\right)\lambda$ 时，得到干涉极小。所以，白光照射的情形下，得到亮带和暗带交替出现的干涉条纹，见图 7.47 曲线 1。

亮带中心对应波长为

$$\lambda_{\max}=\frac{\mu d_1}{m},\quad m=1,2,3\cdots \tag{7.73}$$

暗带中心对应波长为

$$\lambda_{\min}=\frac{2}{m+1}\mu d_1,\quad m=1,2,3\cdots \tag{7.74}$$

于是，通过一级滤光器后，某些波长的辐射被减弱了。若晶片厚度增加一倍，按式(7.73)极大处波长为

$$\lambda'_{max}=\frac{2\mu d_1}{m'},\ m'=1,2,3\cdots \tag{7.75}$$

容易明白，式(7.75)中 m' 为偶数的亮带和式(7.73)的亮带相符，m' 为奇数时的亮带正好和式(7.74)的暗带一致，即亮带的数目增加了一倍，带宽减小了一半，见图 7.47 的曲线 2。依此类推，

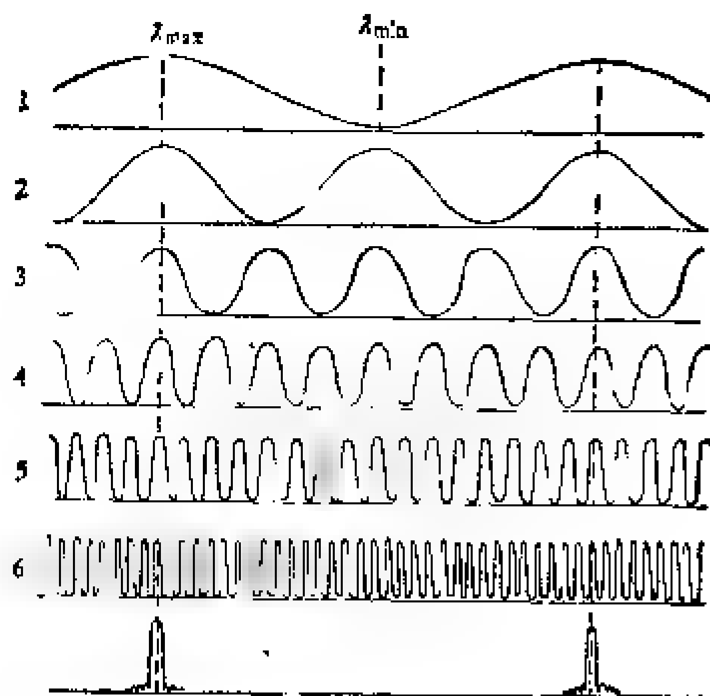


图 7.47 里奥滤光器透射带的形成.

晶片愈厚带宽愈窄. 一块由 n 个单极组成的里奥滤光器，其透射带的强度分布按式(7.72)应为

$$I=0.5\cos^2\frac{\delta_1}{2}\cos^2\frac{\delta_2}{2}\cos^2\frac{\delta_3}{2}\cdots\cos^2\frac{\delta_n}{2}=\frac{0.5\sin^2\left(2^n\frac{\delta_1}{2}\right)}{2^{2n}\sin^2\frac{\delta_1}{2}}, \tag{7.76}$$

其中
$$\delta_n=2^{n-1}\delta_1=2^{n-1}\frac{\pi\mu d_1}{\lambda}.$$

由式(7.76)知，n 级合成结果类似多光束的干涉，其光谱为很宽的暗带隔开的亮带，亮带位于最薄一级的极大处. 相邻亮带的波长间隔为

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\mu d_1}\frac{1}{1-\frac{\lambda}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial\lambda}}. \tag{7.77}$$

因此，可用一块透射带宽小于 $\Delta\lambda$ 的普通滤光片，把所需要的窄谱带分离出来，从而得到透射带极窄的滤光器。

(二) 里奥滤光器的性能

1. 透射带半宽 $\delta\lambda$

它是透射带极大与极小之间的波长差。$\delta\lambda$ 决定于最厚一级晶片的厚度。不难证明：

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\mu d_n}\frac{1}{1-\frac{\lambda}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial\lambda}} = \frac{\lambda^2}{2^n\mu d_1}\frac{1}{1-\frac{\lambda}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial\lambda}}. \tag{7.78}$$

只要 n 足够大，$\delta\lambda$ 可以很窄。但 n 太大时，最厚一级晶片势必太厚，这是不利的。

2. 透射系数和散射光

里奥滤光器在工作波长(透射带中心波长)处，对自然光的透射系数等于

$$\chi = 2^n\chi_b\chi_p^{n+1}, \tag{7.79}$$

其中 χ_b 是滤光器晶体部分在其工作波长处的透射率，χ_p 是偏振片在同一波长处的透射率，n 为级数。若晶片表面没有反射光损失，χ_b 最高可达 90%，而薄膜偏振片的 χ_p 不会大于 42%。因此，里奥滤光器的透射率很低，通常为 2—3%。

除了透过中心在工作波长的透射带外，还有许多次极大的光。在相邻亮带间有 2^n-2 个次极大。n 愈大，则次极大的强度随远离主极大而迅速趋近于零。这些次极大形成了主极大间的背景亮度，为散射光的来源之一，据估计它有可能达到总透射能量的 11%。实际滤光器中，由于光学表面的反射，光学元件边框的散射，所用偏振片不完全偏振以及光学元件表面处理不善等，都会加强散射光，以致增加透射带宽。

3. 恒温要求

公式(7.72)中，μ 和 d_1 都是晶片温度的函数，温度变化将导致干涉极大沿光谱位移．μ 随温度变化的效应远大于厚度变化的效应，例如，对石英而言，前者将近大于后者10倍．工作波长的温度位移量 $\Delta_t\lambda$ 与 λ 的比值由下式表示：

$$\frac{\Delta_t\lambda}{\lambda}=\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial t}+\frac{1}{d_1}\frac{\partial d_1}{\partial t}\right)\left(\frac{1}{1-\frac{\lambda}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial\lambda}}\right)\Delta t. \tag{7.80}$$

例如，若规定温度引起的波长位移不超过带宽的0.1，则由冰洲石制成的带宽0.5埃的滤光器(工作波长5461埃)，其温度变化不应超过 $\pm0.^\circ16$ C．所以，里奥滤光器要求放在精密的恒温器中．

4．视场

光束不是垂直入射于晶片时，程差不同，透射带位置也会有差别．当滤光器工作于会聚光束中时，特别应该注意这种性质，即滤光器有一定的视场，在该视场对应的立体角内，入射角变化引起的干涉图的位移 $\delta_t\lambda$ 不会超过某给定的极限值．通常如图7.45所示的里奥滤光器，其视场约1°—2°．

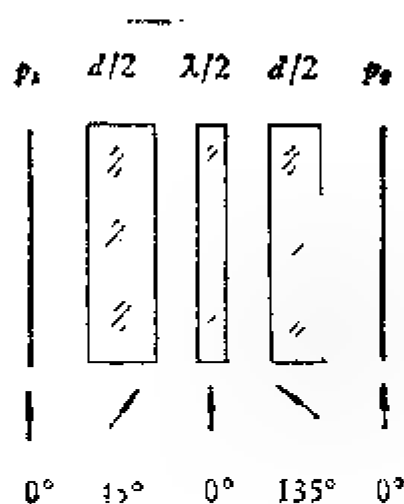


图7.48　宽场元件结构．

滤光器的视场应该和望远镜的光学参数配合．因此，若要提高色球望远镜的光力，必须增加滤光器的视场．增加视场角而不改变透射带宽的一种方法，把厚度为 d 的晶片代之以中间夹一块半波片的两块厚为 $\frac{d}{2}$ 的同种晶片，见图7.48．

(三) 透射带的调节——可调滤光器

常常，为了研究不同深度处的色球形态、观测具有不同视向速度和不同谱线轮廓宽度的活动形态，需要迅速地把滤光器的透射带沿谱线轮廓移动，从线心到线翼(例如 ±1 埃范围)进行所谓离带观测。由式(7.80)知，改变滤光器的温度可实现工作波长调节。对石英和冰洲石制成的滤光器，用这种方法能位移十分之几埃。使滤光器在不大的角度范围内倾斜，也可达到移带的目的。但若要把透射带从一条谱线移到另一条谱线，而移动波长范围较宽时，上述两种方法都不适用。

下面介绍一种可调滤光器，见图 7.49。在单级滤光器的晶片后面，加一块光轴与晶片成 45° 的消色差 1/4 波片。波片后面的

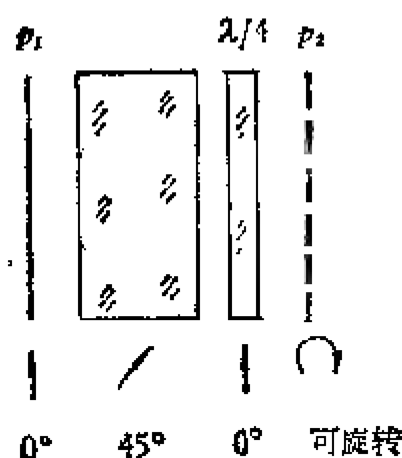


图 7.49 可调滤光器单级.

偏振片光轴可旋转。可以证明，这种单级的透射光强分布为

$$I = \cos^2\left(\frac{\pi\mu d}{\lambda} + \theta\right), \tag{7.81}$$

式中 θ 为偏振片光轴和 1/4 波片光轴交角。故旋转偏振片就能改变工作波长。美国萨克拉门托天文台使用的万能双折射滤光器，就是由 9 级如图 7.49 所示的可旋转单级组成的，利用电子计算机控制各单级的旋转，能够在 150 秒的时间内扫描 4000 埃到 7000 埃的43个不同的波长。

（四）埃文斯滤光器

为了提高滤光器的透射率，埃文斯（J. W. Evans）提出了分级设计的方案。图 7.50 为一个单级，在三块晶片两端加两块偏振片。第一块和第三块晶片（b_1 和 b_3）厚度一样、光轴方向相同，都相对第一块偏振片 p_1 的光轴交角 45°，中间的晶片 b_2 光轴与 p_1 光

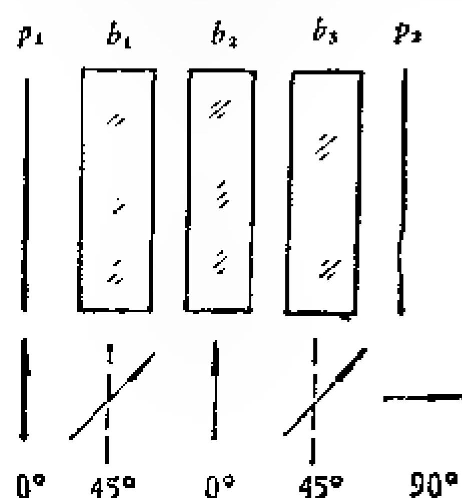


图 7.50　埃文斯滤光器单级.

轴平行，第二块偏振片 p_2 光轴相对 b_2 光轴转过 90°。对于同样带宽和带距来说，埃文斯滤光器较里奥滤光器减少了几片偏振片，因而提高了整个滤光器的透射率。例如，带宽 $\delta\lambda = 2.5$ 埃，带距 $\Delta\lambda = 250$ 埃的埃文斯滤光器由四级如图 7.50 所示之单级组成，其透射率为 19%。而里奥滤光器则需要六级如图 7.46 所示之单级，透射率为 11%。但是，埃文斯滤光器的次级极大强度和里奥滤光器的相同．

（五）梭尔茨滤光器

除上述里奥滤光器和埃文斯滤光器外，第三种基本类型为梭尔茨（Šoc）滤光器，它的单级由许多等厚的晶片以及分别在前后两端所加的一块偏振片组成。晶片的光轴平行于它的表面。图 7.51 中，b_1，b_2，b_3，… 表示梭尔茨滤光器中晶片光轴的方向，p_1，p_2 分别为两偏振片的光轴方向。这种滤光器的透射率能达到 32%，

其透射带光谱分布特性和 n 级里奥滤光器差不多，但次极大强度约大 1.5 倍。

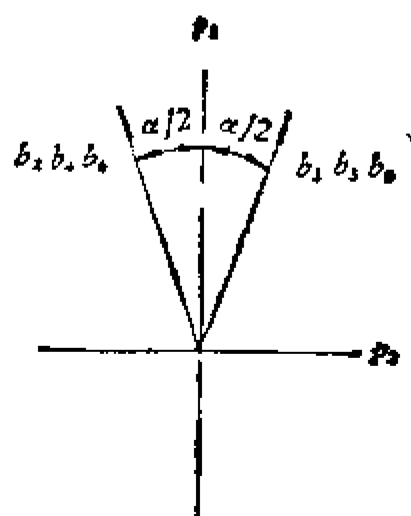


图 7.51 梭尔茨滤光器中晶片和偏振片的光轴方向。

三、干涉滤光器及其与望远镜的配合

一种用于太阳观测的窄带干涉滤光器内部装置见图 7.52。干涉滤光片置于筒内，两端保护玻璃有防反射膜，它对工作波长的反射系数小于 0.1%。干涉滤光片结构见图 7.53 a 和 b。设工作波长为 λ_0，图 7.53 b 中 H 表示折射率大于基底的 $\lambda_0/4$ 膜层，L 表示折射率小于熔石英的 $\lambda_0/4$ 膜层。两多层膜之间为表面平整度优于 $\lambda_0/200$ 的熔石英片。由光学知识[1]，光束在介质膜层中多次反

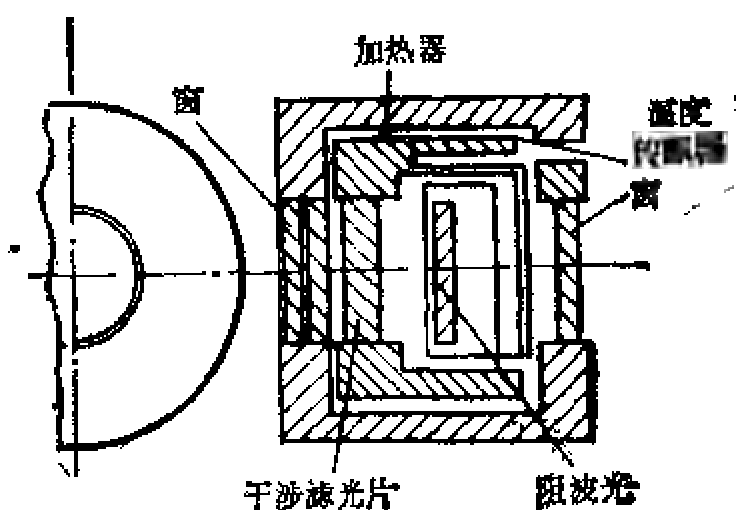


图 7.52 干涉滤光器的内部装置。

1) 参考母国光等编，《光学》，§12-7，p.452，1978 年，人民教育出版社。

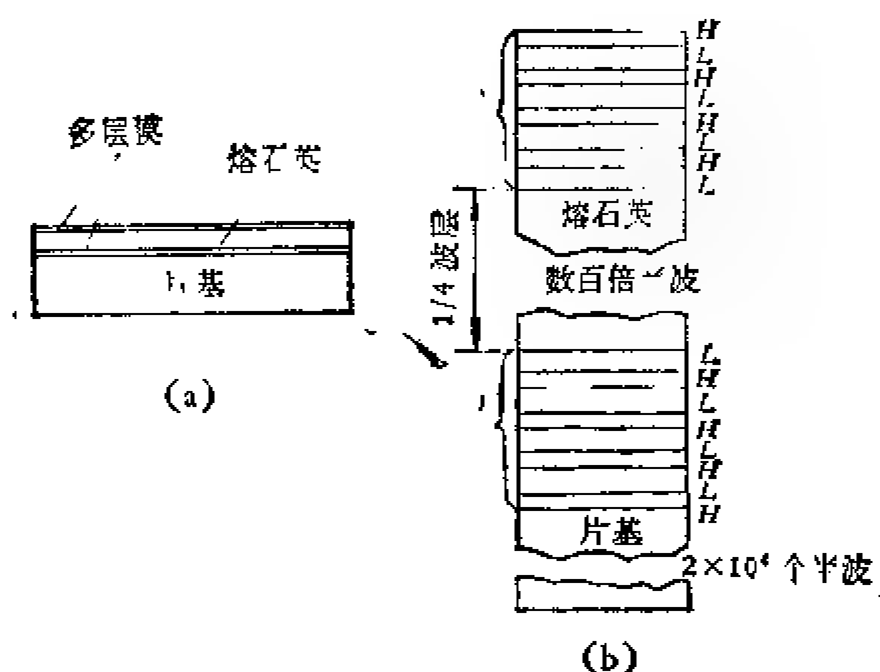


图 7.53 干涉滤光片的结构.

射和透射，将产生多光束干涉，高折射率 $\lambda_0/4$ 膜层的多光束干涉结果是在 λ_0 处反射率最高，而低折射率 $\lambda_0/4$ 膜层的透射率最高，$\lambda_0/2$ 的介质没有增反射或增透作用. 如图 7.53 b 所示的膜系相当于中间介质为熔石英的法布里-白洛标准器. 容易证明，它的透射带轮廓是

$$T_{FP}(\Delta\lambda)=T_{\max}\left[1+\left(\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}\right)^2\right]^{-1},\qquad(7.82)$$

$T_{\max}$ 是工作波长 λ_0 处的透射率，$\delta\lambda$ 为对应半极大透射率之半宽，$\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$. 若用两级法布里-白洛标准器，透射带轮廓是

$$T_{2FP}(\Delta\lambda)\simeq\left[1+\left(\frac{\Delta\lambda}{1.08\delta\lambda}\right)^2\right]^{-2}.\qquad(7.83)$$

图 7.54 绘出里奥滤光器和法布里-白洛标准器透射轮廓. 由图 7.54 知，法布里-白洛干涉滤光器的透射带分布类似于里奥滤光器. 实际透射率峰值却大于里奥滤光器一个量级，而且它的结构紧凑、牢固可靠，是里奥滤光器不可比拟的. 现在已能做出 4200—11000 埃范围内带宽 0.05 埃、透射率达 35% 的干涉滤光器。

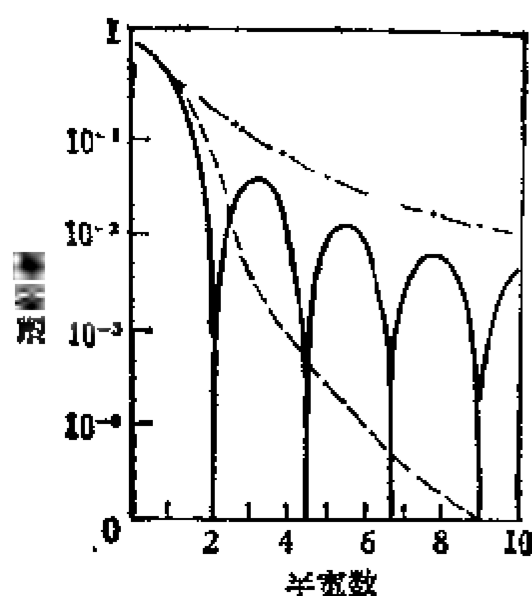


图 7.54 几种滤光器透射轮廓.
—·—· 法布里-白洛 ——里奥 -------·双重法布里 白洛

干涉滤光器的透射带位置也和光束的入射角有关. 波长位移 $\Delta\lambda$ 和光束倾角 θ 的关系是

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{2}\left(\frac{\theta}{n}\right), \tag{7.84}$$

这里 n 是中间层介质的折射率. 因此，即使滤光器工作于准直系

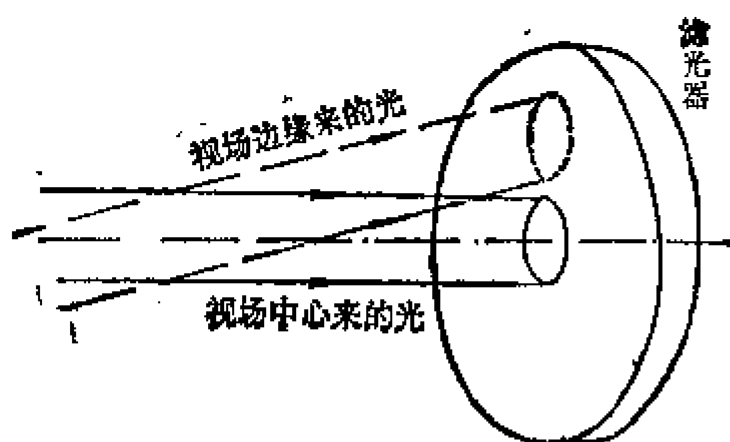


图 7.55

统中，视场中心的和视场边缘的光束入射角也不同，见图 7.55. 所以，透射带的中心波长随光束远离光轴会向蓝端位移，引起单色像渐晕.

采用远心光学系统可避免渐晕，见图 7.56. 通过远心光学系

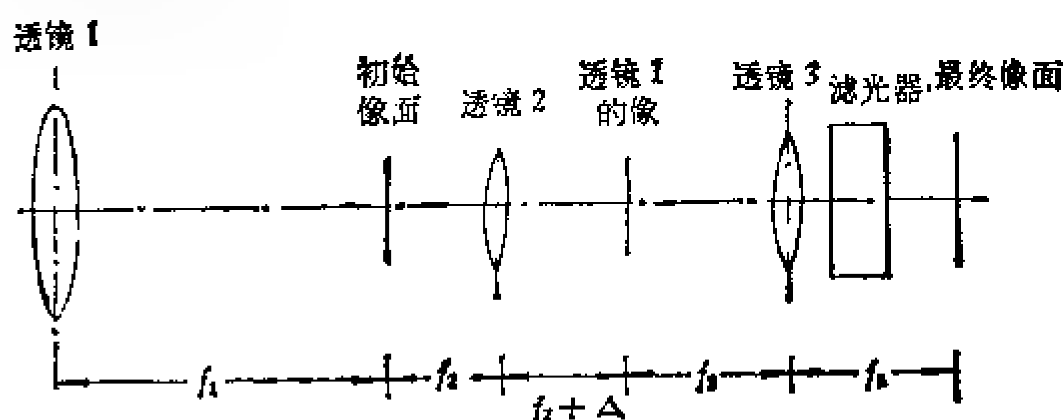


图 7.56 远心光学系统.

统后，从滤光器看来，视场中每一点来的光束都有同样的角度分布，见图 7.57. 显然，为使透射带轮廓不太宽，远心系统的焦比不应太小. 带宽 0.5 埃时焦比应不小于 45.

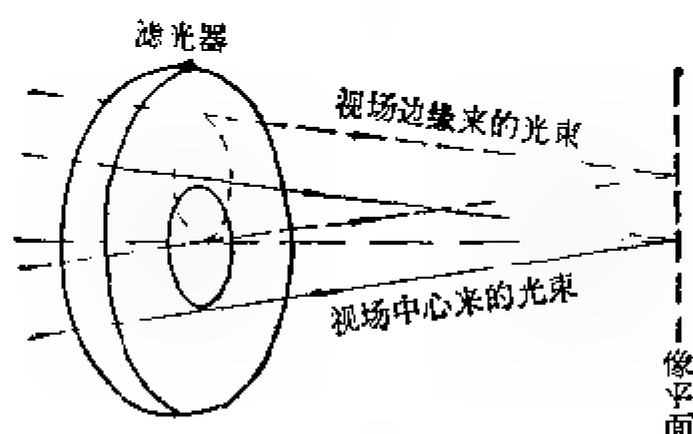


图 7.57 远心光学系统出射光束的角分布.

四、H_α 单色光太阳活动形态观测

单色光观测太阳活动形态，对了解太阳活动规律，从而预报太阳活动有重要的意义. 这也是为研究太阳大气中磁流体力学过程和等离子体物理过程提供必不可少资料的重要手段.

下面仅从观测角度介绍耀斑和一些日面及边缘活动现象，它们的特征和彼此的关系与区别. 供观测时对照参考.

(一) 光学耀斑

这是用 H_α 单色光观测到的色球中的一种局部而短暂的增亮现象，它常出现在那些磁场复杂的黑子活动区。耀斑开始时通常为一个或多个增亮的点或细带，常沿暗条(磁场中性线)增长，可能发展为成片的不规则块状。或者，有的耀斑产生于活动区的某一局部区，整块面积突然增亮。

耀斑上升到极大亮度的时间较短，约几分钟量级。这段时间称为闪光相(或爆炸相)，有的又把这段时间分成脉冲相和闪光相两个阶段。相对而言，亮度下降阶段时间很长，称为主相或衰减相。大耀斑的衰减相常持续达数小时之久，见图 7.58.

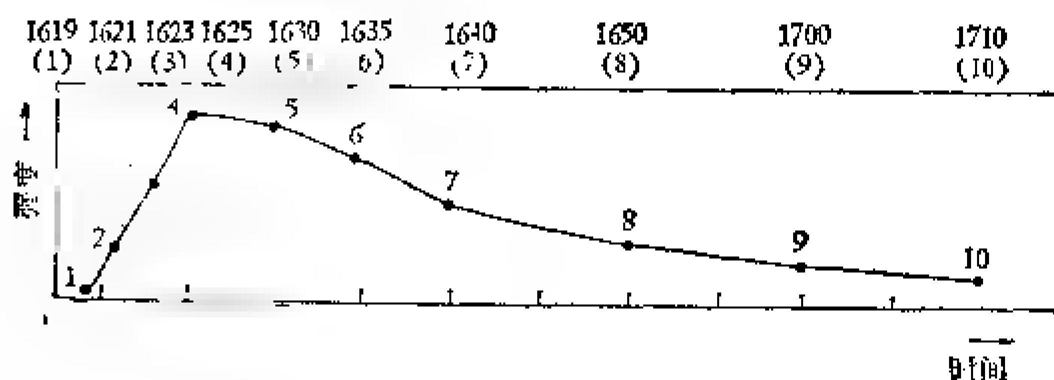


图 7.58 1B 级耀斑强度变化曲线.

耀斑按面积和亮度的等级划分法，见表 7.7 a 和 7.7 b.

表 7.7a 耀斑的分级标准

在日面中心处之面积 S_c		等级		亮度级	
以太阳半球面积的 10^{-6} 计	以平方度计	1966 年 1 月 1 日以前的分级	1966 年 1 月 1 日以后的分级	亮度	符号
<100	<2.06	1	S	暗	F
100–250	2.06–5.15	1	1	正常	N
250–600	5.15–12.4	2	2	亮	B
600–1200	12.4–24.7	3	3		
>1200	>24.7	3+	4		

表 7.7 a 中，耀斑的日心面积 S_c 以其极大时的视面积 S_m 来定，当

耀斑日心距 θ 小于 0.906 时，按下式换算：

$$S_c = S_m \sec\theta. \tag{7.85}$$

当 $\theta \geqslant 0.90°$ 时，式 (7.85) 不适用，此时直接取极大时的面积 S_m (以太阳半球面积的 10^{-6} 为单位)按表 7.7b 直接估计耀斑级别.

表 7.7b　由 S_m 估计耀斑级别

θ / S_m / 级别	65°	70°	80°	90°
1^-～1级	90	75	60	45
1～2级	280	240	180	170
2～3级	600	500	350	300

按照耀斑的形状和动力学特征，又可将耀斑分为下述 10 种类型，以数字 0～9 表示：

0——白光耀斑. 这是由白光观测到的耀斑，呈"浅蓝—白"色，较罕见. 耀斑极大时才可能见到，平均为时约 10 分钟.

1——覆盖黑子半影面积大于 20% 的耀斑. 当耀斑发展到覆盖大黑子时，质子事件的几率显著增加.

2——双带耀斑. 亮带沿中性线两侧延伸，或穿过黑子区，或覆盖黑子. 此类耀斑和太阳粒子辐射有密切关系.

3——与环珥系有关的耀斑. 大耀斑之后常产生耀斑后环. 此类耀斑和太阳粒子辐射有很大的相关性，常引起极盖吸收和地磁扰动.

4——Y 状带. 这类耀斑发生在中性线扭结点附近. 该区域常存在强磁场梯度. 此类耀斑的重要性同双带耀斑.

5——多爆发中心的耀斑.

6——多个的点状亚耀斑.

7——伴随产生高速暗冲浪的耀斑. 日面暗冲浪常和各类耀斑相连地被观测到. 耀斑极大或极大后不久，常升起冲浪. 冲浪原本是亮的，后因抛射物质加速而变暗.

8——暗条消逝后所发生的耀斑。有的暗条消逝后不久就发生耀斑，特别是当暗条被活动区的谱斑挤压而消逝时，所产生的“爆发”和“抛射”是触发耀斑不稳定性的重要因素。

9——H_α发射线蓝翼强于红翼的耀斑。离带观测能发现这一特征。蓝移意味着耀斑发射物朝地球运动。它的出现很可能导致地球物理效应。

观测耀斑时，注意下述现象：

1. 日出后或日落前，因薄雾和大气污染而使谱斑看上去象耀斑那样亮，当透过云层观测色球增亮区时也会造成耀斑假象。此时宜用离带观测来确认是否是耀斑产生。

2. 亮谱斑的亮度有时也可能起伏，很象短寿命的耀斑。但谱斑的起伏是间歇的，且只与面积和亮度有关，耀斑则典型地从一点或数点开始，面积随亮度的增加而增长。

3. 活动暗条时而会叠在谱斑或活动谱斑区上，使谱斑如耀斑状。此时应仔细分析暗条性质并用离带观测来区分两者。

4. 注意耀斑与亮点的区别。小于日面面积百万分之十的发亮点不应视为耀斑。



图7.53 双带耀斑

5. 边缘耀斑与冲浪. 边缘耀斑的垂直运动较少,亮的边缘冲浪有抛射.

6. 一耀斑常受另一耀斑影响而产生,称为共振耀斑. 高能耀斑发生时,特别当大的高能耀斑发生时,应警惕其它区域产生共振耀斑.

7. 少数情形下可能在谱斑少或无谱斑区观测到双带耀斑.

(二) 日面和边缘活动

下面给出一些日面和边缘活动图谱. 这些图对应的太阳像直径为 30 厘米.

1. 活动冲浪区 (Active Surge Region),简写 ASR.

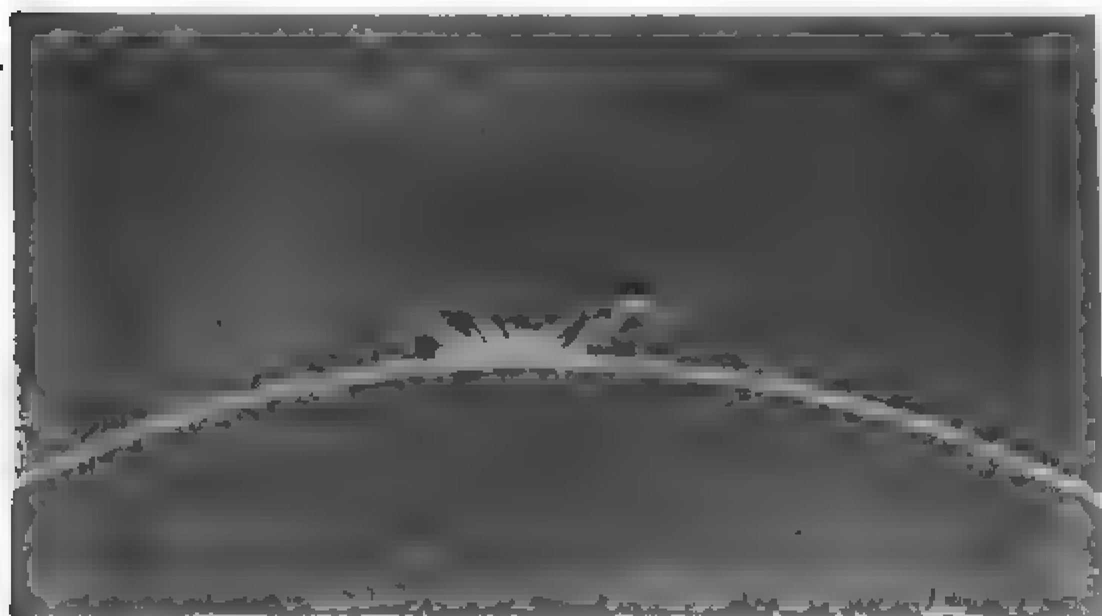


图 7.60 活动冲浪区.

活动冲浪区是自色球升起的一些气体束,达最大高度(<0.15太阳半径)后沿初始路径返回色球. 抛射速度约 20—200 公里/秒.

2. 边缘亮冲浪 (Bright Surge on Limb),简写 BSL.

边缘亮冲浪是喷射高度不小于 0.15 太阳半径的巨大气体流,速度峰值小于 500 公里/秒,其中大部分物质主要沿原路返回. 此现象多数与耀斑有关.

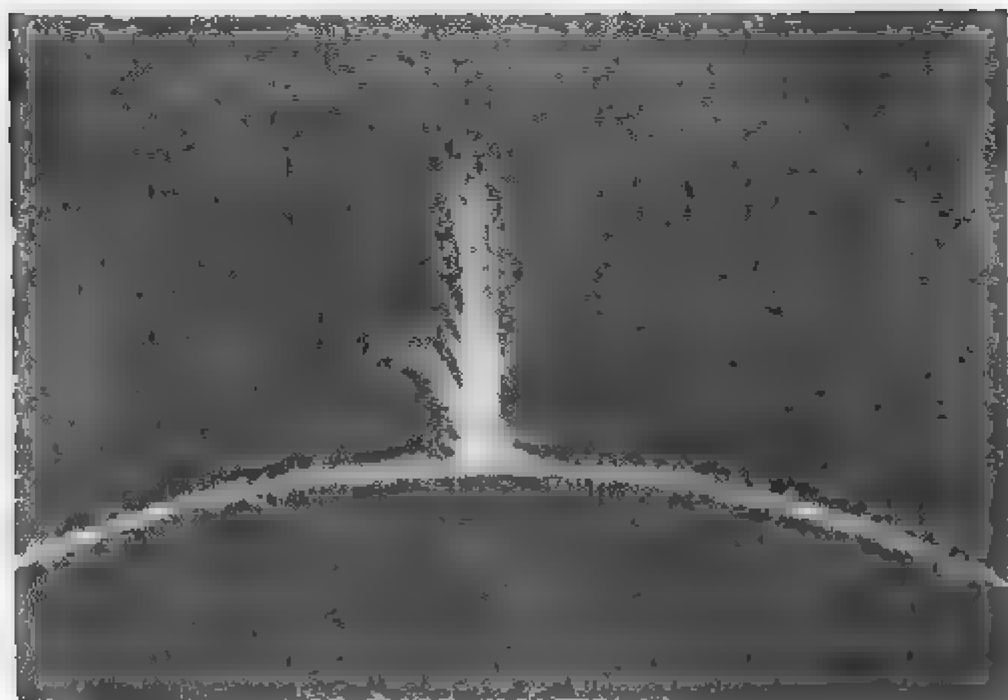


图7.61 边缘[illegible]

3. 喷射 (Spray)，简写 SPY.

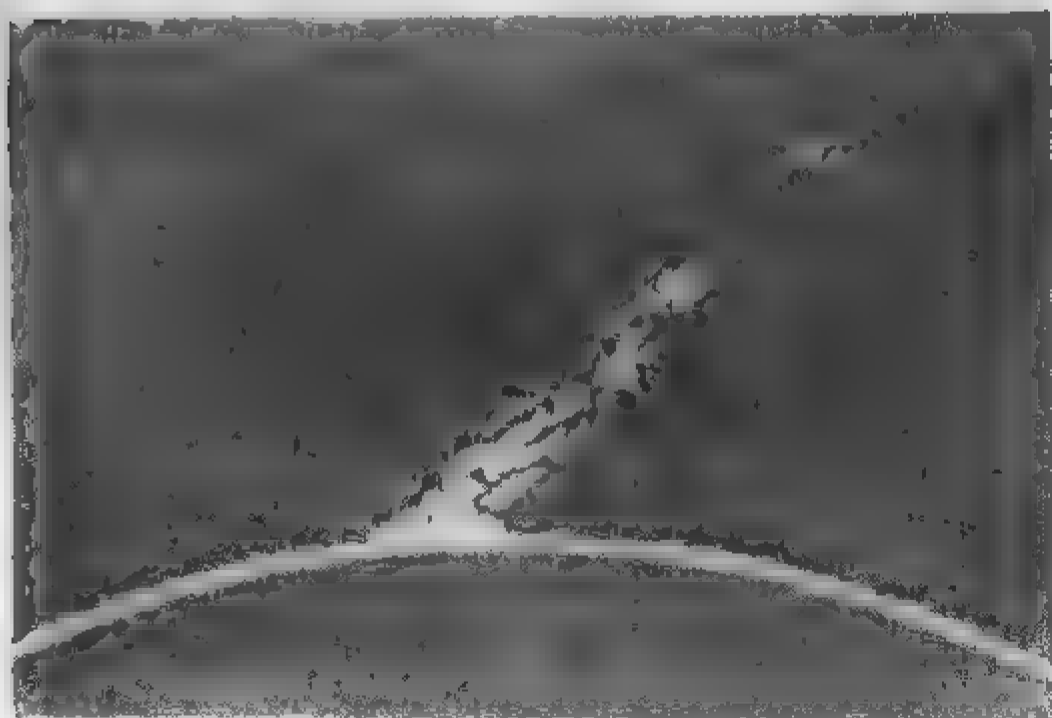


图7.62 喷射

喷射是太阳物质朝日冕的高速发射，速度极高，有可能超过逃逸速度。块状喷射物沿直线路径进入日冕后不返回色球（少数例外）。此现象与耀斑有关。

4 活动日珥区 (Active Prominence Region)，简写 APR.



图7.63 活动日珥区.

活动日珥区是处于活动中心的一群日珥。它的形态各异，亮度起伏，物质沿垂直或横向运动。它在日面表现为活动暗条.

5 边缘爆发日珥 (Eruptive Prominence on Limb)，简写 EPL.

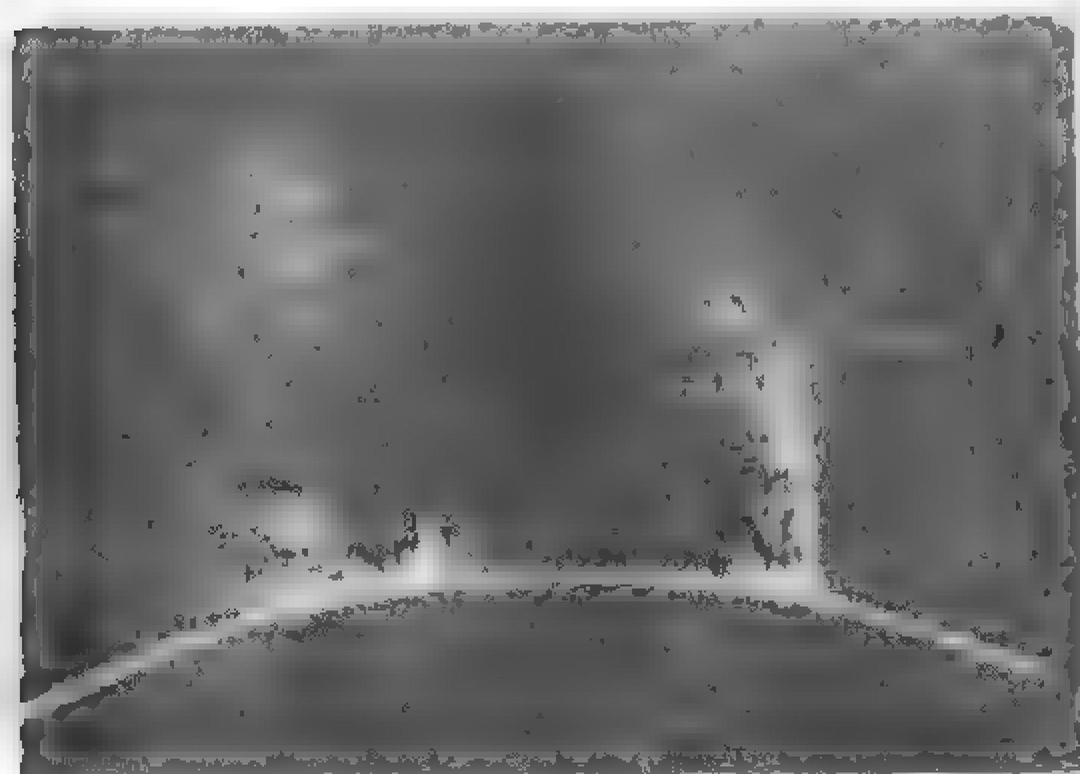


图7.64 边缘爆发日珥.

边缘爆发日珥是活动增亮并逐渐消失在[illegible]，它在日面的对应物为暗条爆逝。

6. 环珥系（Loop Prominence System），简写 LPS.

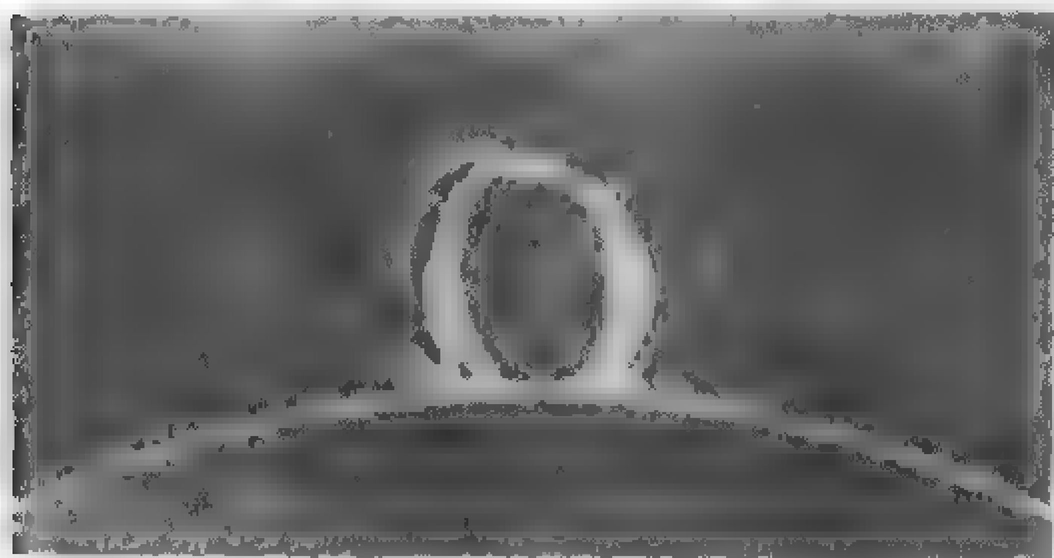


图 7.65 环珥系

环珥系为耀斑后日珥，[illegible]双带耀斑发生[illegible]。它和边缘环状日珥[illegible]区分：(1) 在大小和数目方面，环珥系总是由多个环组成，且比较高（平均高于日面 5 万公里），而日珥的单环则为冲浪；(2) 在时间方面，环珥系持续时间长。

7. 活动暗条（Active Dark Filament），简写 ADF

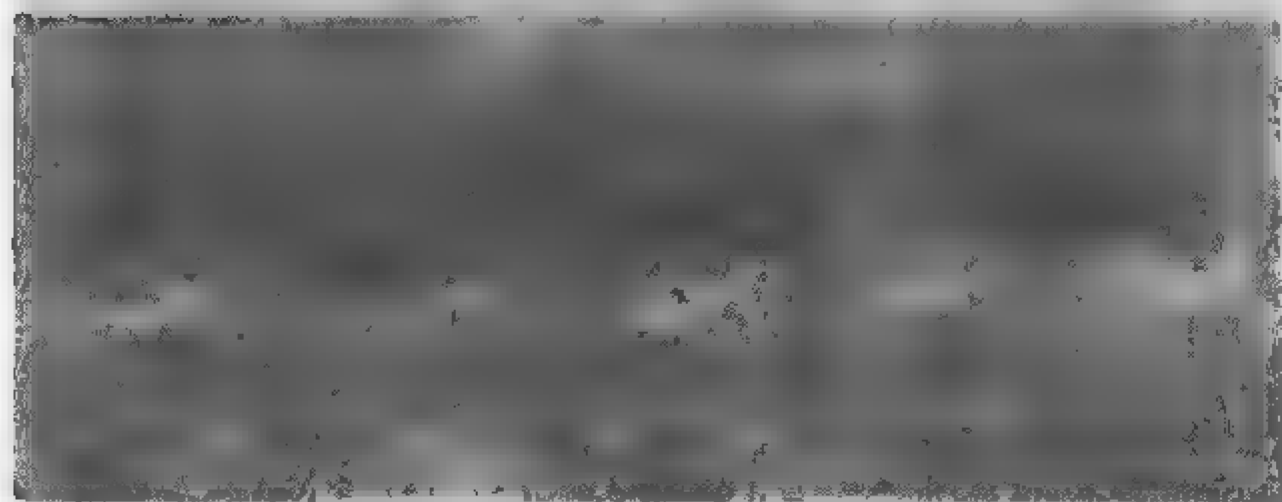


图 7.66 活动暗条.

活动暗条表现为黑度变化或运动着的暗条，可能是受耀斑影响而活动的。

8 日面暗冲浪（Dark Surge on Disk），简写 DSD.

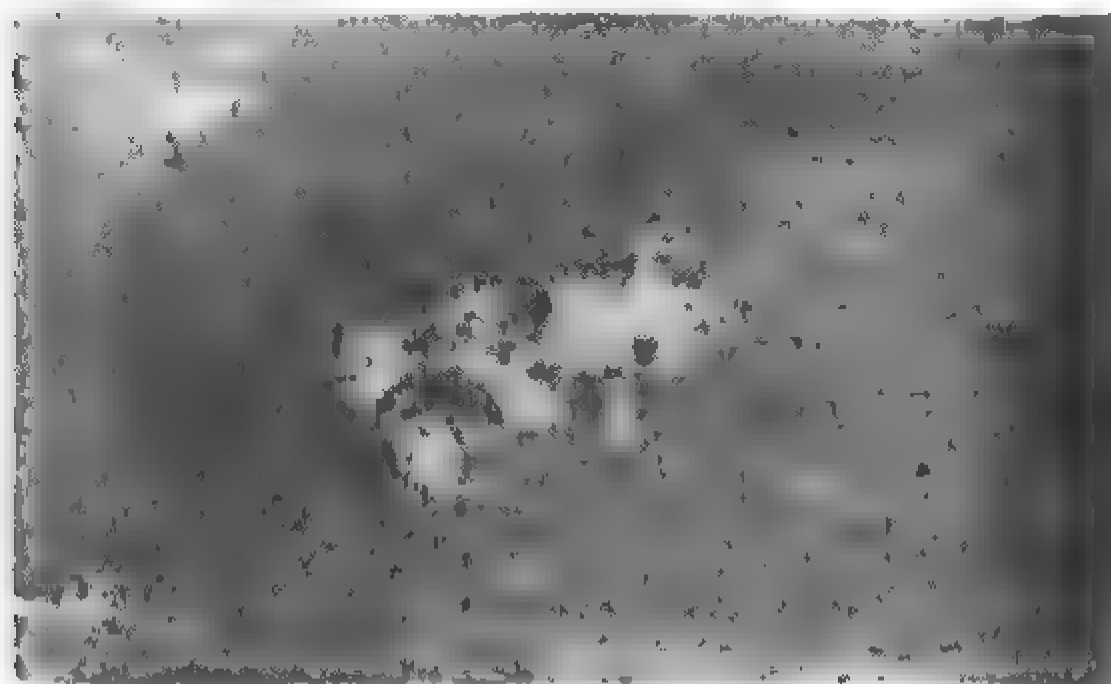


图 7.67 日面暗冲浪

日面暗冲浪是单色像上呈暗细条或扇状的气体抛射，常位于活动中心或附近，与耀斑伴生。

9 日面亮冲浪（Bright Surge on Disk），简写 BSD.

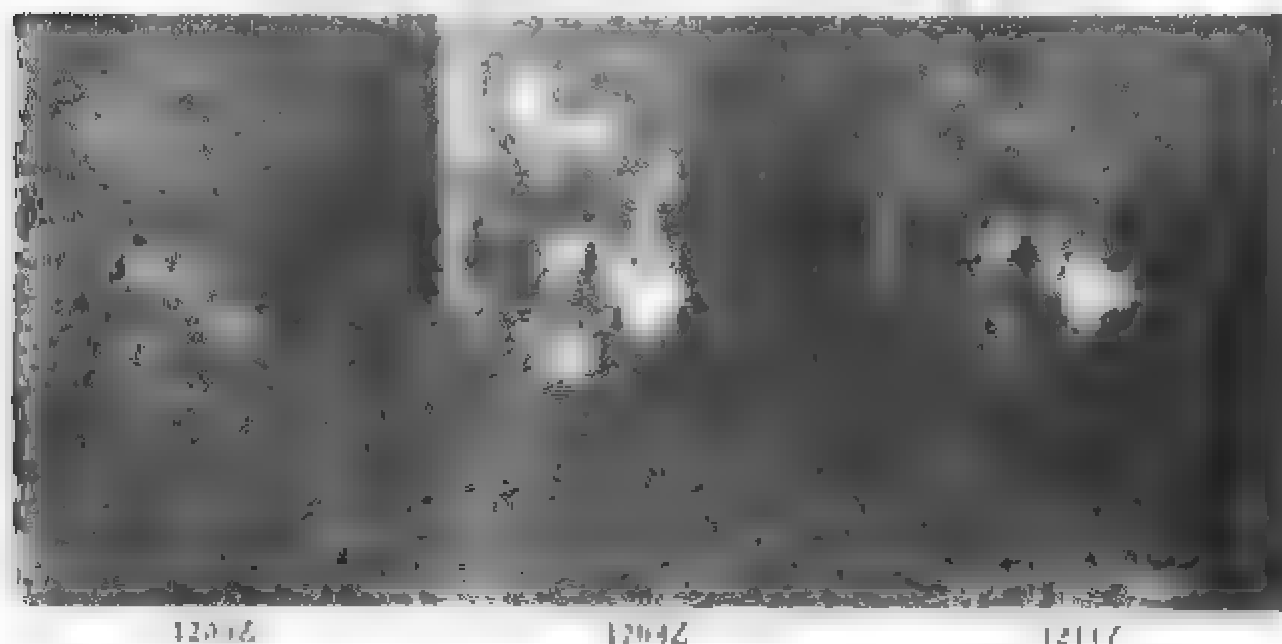


图 7.68 日面亮冲浪

日面[illegible]上[illegible]亮[illegible]的气体[illegible]，[illegible]和运动类似冲

浪．它和活动冲浪区的区别，后者的活动常周期地发生，而日面亮冲浪为一次性过程．它的日面边缘对应物为边缘亮冲浪．

§7.6 太阳磁场的测量

一、塞曼效应和逆塞曼效应

大多数测量磁场的方法是以塞曼效应为基础的．1896 年荷兰物理学家塞曼发现：在均匀磁场中，原子辐射产生的某一发射线分裂成一系列支线，它们或者是平行于磁场的线偏振辐射（π 分量），或者是在垂直于磁场平面内的圆偏振辐射（σ 分量）．这种现象称为塞曼效应．最简单的是正常塞曼效应，这时，谱线在磁场作用下一般分裂为三条．如图 7.69 a 和 b 所示，在沿视线方向的纵

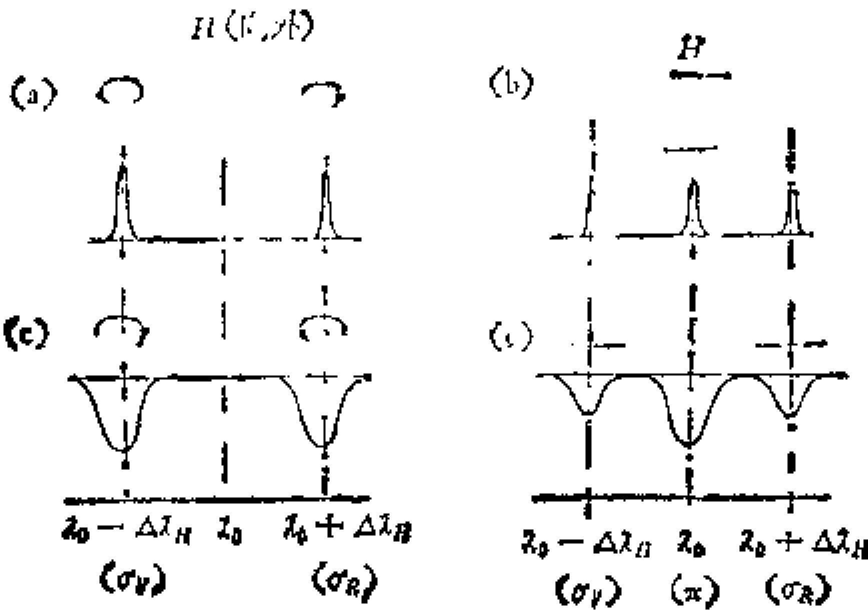


图 7.69

向磁场作用下，谱线分裂成两条 σ 支线，波长较长的是左旋圆偏振光，短的是右旋圆偏振光．当磁场垂直于视线（横向磁场）时，谱线分裂成三条，都是线偏振光，π 支线与二条 σ 支线的偏振方向互相垂直．设 λ_0 是未受磁场干扰的谱线波长，以厘米为单位，则三个分量的波长为 $\lambda_0-\Delta\lambda_H$、$\lambda_0$ 和 $\lambda_0+\Delta\lambda_H$．$\Delta\lambda_H$ 称为塞曼分裂量，按经典量子理论：

$$\Delta\lambda_H = 4.67 \times 10^{-5} g H \lambda_0^2, \qquad (7.86)$$

式中H是以高斯为单位的磁场强度，g为表征谱线对磁场灵敏度的朗德因子，$g=0$表示谱线不受磁场影响，g愈大，谱线对磁场愈"敏感"。以上介绍的是发射线的塞曼效应，或称为正塞曼效应。实际上在太阳光谱中，通常观测的是叠加在连续光谱背景上的吸收线。实验表明，在不太强的磁场作用下，吸收线呈现所谓"逆塞曼效应"。如图 7.69 c 和 d 所示，在纵场情形下，两个σ分量也是圆偏振，其偏振方向同发射线相应分量相反，即波长较大的为右旋圆偏振；在横向磁场时，λ_0处的π分量是线偏振，与发射线的π分量方向垂直，在$\lambda_0 \pm \Delta\lambda_H$处，情况较复杂：与磁场平行的线偏振被允许通过，而与之垂直的线偏振被分解为右旋和左旋偏振光，其中之一通过，另一个被吸收，从侧面看是为线偏振光，结果，逆塞曼效应的两个σ分量都是部分偏振光。应当指出，实际情况比上述更复杂，因为吸收线是在特定的物理条件下由复杂的辐射传能过程形成的。在一般太阳摄谱仪所形成的光谱上，诸塞曼分量是混合在一起不可分离的，表现为谱线加宽。只有在分光仪器（摄谱仪，干涉偏振滤光器）的入口前加上偏振光分析器，将圆偏振和线偏振分离开来，才有可能确定产生这种偏振的磁场，依据这种原理建立起来的太阳磁场测量仪器，从本质上说，是一种偏振测量装置。

二、强磁场的测量

1908 年，美国天文学家海耳第一次在威尔逊山天文台，用直接测量塞曼分裂量 $\Delta\lambda_H$ 的方法测量黑子磁场的强度。他在 150 英尺太阳塔的太阳摄谱仪的人射狭缝前安置如图 7.70 所示的偏振光分析器，它由 1/4 波片和后随的偏振片栅组成。后者由若干偏振片窄条（宽 2—3 毫米）排列而成，相邻条片的偏振轴互相垂直，并与 1/4 波片的晶轴成 45° 角。纵向磁场 $H_{/\!/}$ 对应的左、右旋偏振光经过 1/4 波片后，变成与偏振片轴平行或垂直的线偏振光，再轮流地通过偏振片栅。在照相镜焦平面处，谱线由于塞曼分裂而相应地成为锯齿状，测量相邻两段谱线的错移量，即 $2\Delta\lambda_H$，从而

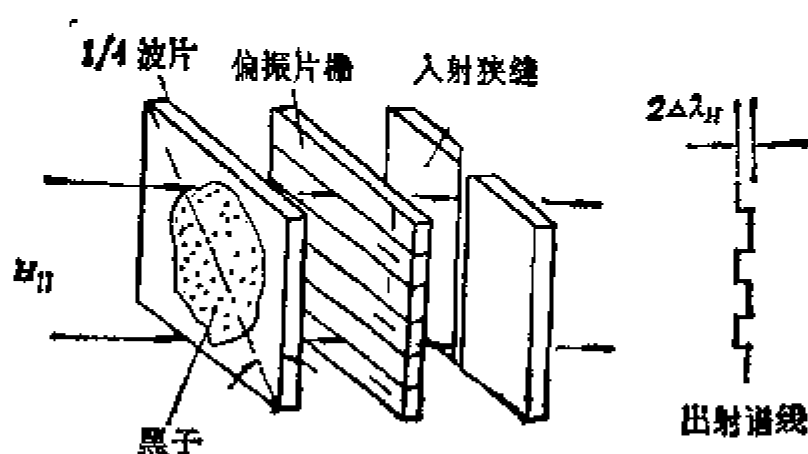


图 7.70 塞曼分裂的直接测量.

得到磁场强度. 事实上，由于塞曼分裂量一般不很大，例如，对于常用的磁场敏感谱线 λ6302.5 埃，$g\lambda^2 = 100 \times 10^{-10}$ 厘米^2，当磁场很强，$H = 1000$ 高斯时，$\Delta\lambda_H = 0.0476$ 埃. 对于中等分辨率的摄谱仪 ($R = 10^5$)，塞曼支线的距离 $2\Delta\lambda_H = 0.095$ 埃，已接近分辨极限 $\delta\lambda = 6302 \times 10^{-5} = 0.063$ 埃；加上吸收线没有明锐的边界，不容易测得很准. 因此，海耳法只能应用于黑子磁场的粗略测量. 尽管如此，由于这种方法简单易行，至今还被某些大文台采用.

三、弱磁场测量和光电磁像仪

图 7.69 所画的塞曼分裂是极度夸大了的. 如上所述，塞曼支线靠得很近，对于不强的磁场，不能用上述方法直接测出这种分裂. 1953 年美国巴布柯克 (Babcock) 发明了光电磁像仪，以很高的灵敏度 (0.1 高斯) 测量日面纵向磁场. 从此，光电磁像仪成为太阳磁场测量的基本手段. 由于不断引用新技术 (主要是电子技术)，其性能日益完善.

巴布柯克型光电磁像仪的工作原理如图 7.71 所示：入射狭缝前的偏振分析器是由晶轴 45° 取向的 KDP 型光电晶体与偏振片构成. 所谓 KDP 是一种人工培养的晶体，最常用的是 KDP (KH_2PO_4) 和 KD*P(KD_2PO_4)，晶体的两个通光侧面贴合着透明的导电膜 (镀在玻璃基底上)，加上电压后，晶体就变成了波片，其延迟量与外电压成正比. KD*P 晶体是在重水 (D_2O) 中生长的，

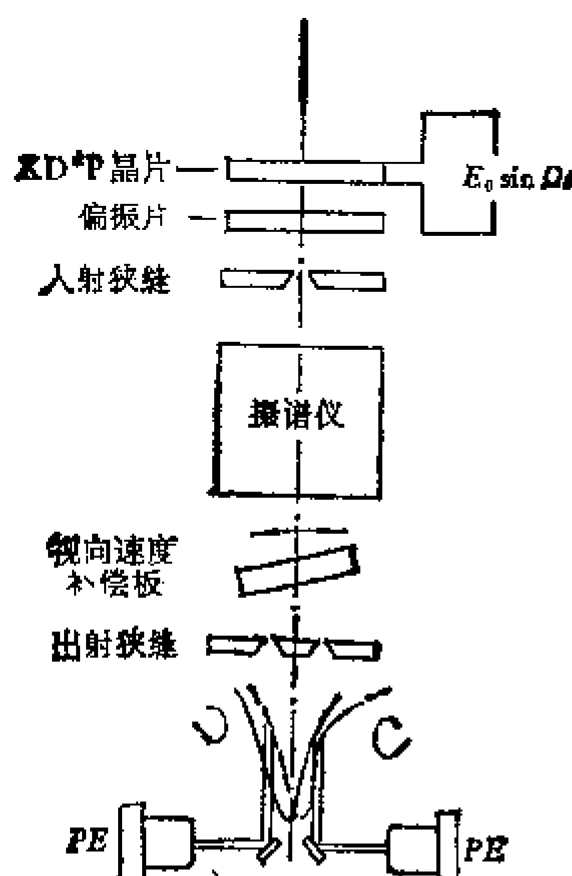


图 7.71 光电磁像仪原理.

价格昂贵,但因它需要的激励电压是光电晶体中最低的一种,因而被广泛采用. 如果对晶体施加 1/4 波矩形调制电压(对于 KD*P,在 5324 埃处,此电压等于 ±850 伏),则其延迟量轮换地等于 $\pm \frac{1}{4}\lambda$. 此时,分析器就起偏振光开关作用,它轮流让左旋和右旋偏振光进入摄谱仪. 在光谱焦面上某磁敏谱线的线翼处安置出射狭缝,它后面的光电倍增管便可接收到对应于左旋和右旋偏振光的交变信号,它的起伏 ΔI 正比于日面上被观测点的纵向磁场 $H_{\parallel}$. 如果用一个小方孔代替入射狭缝,并使太阳像(可以是局部区域)相对于小方孔作扫描运动,便可得到日面纵向磁场分布图. 必须注意,进行这种测量时,视向速度引起的多普勒位移 $\Delta\lambda_v$, 会引起谱线相对出射狭缝移动,导致光电倍增管接收信号发生变化,因而必须进行补偿或在处理观测结果时予以改正. 因此,光电磁像仪一般采用对称地置于谱线两翼的两个出射狭缝,它们输出信号直流成分之差正比于视向速度. 在逐点扫描的光电磁像仪中,还可在双出射狭缝前安置平面平行玻璃板,它的转动也会引起谱线位

移，用双出射狭缝输出信号直流成分之差作为控制信号，使玻璃板相应转动，从而使发生多普勒位移的谱线中心始终位于双出射狭缝的对称中心，输出信号的直流成分相等。此时，玻璃板的转角便正比于被观测点的视向速度。由此可见，光电磁像仪兼有测量视向速度的功能。

下面利用缪勒矩阵法对光电磁像仪的测量原理作解析说明。由第六章中偏振光的基本知识可知，90° 取向的偏振片和 45° 取向的波片的缪勒矩阵分别为

$$M_p = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{和} M_w = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix}, \tag{7.87}$$

入射偏振光和出射偏振光分别用斯托克斯参量 $[I_0, Q_0, U_0, V_0]$ 和 $[I, Q, U, V]$，则有

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix}, \tag{7.88}$$

展开之后，得到输出的是 90° 取向的线偏振光

$$I = Q = 0.5I_0 + 0.5Q_0\cos\theta + 0.5V_0\sin\theta. \tag{7.89}$$

如果对 KD*P 晶体施加 1/4 波的矩形调制电压，则 $\theta = \pm\frac{\pi}{2}$，于是输出信号为 $I = 0.5I_0 \pm 0.5V_0$。其中 $0.5I_0$ 便是信号中的直流成分，$\pm 0.5V_0$ 便是表征纵向磁场的交变信号。为消除日面上不同点的亮度变化的影响，还需将式(7.88)除以邻近连续谱的强度，于是得到用剩余强度表示的输出信号：

$$I_{\pm} = 0.5r_I + 0.5r_Q\cos\theta \pm 0.5r_V\sin\theta, \tag{7.90}$$

+号和－号是由于在谱线的两翼，V 信号表现出相反的符号。

如果在 KD*P 晶体上加上正弦波调制电压，即使得位相延迟

$\theta(t)=\frac{\pi}{2}\sin\Omega t$,那么,式(6.97)变为

$$I_{\pm}=0.5r_I+0.5r_Q\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\Omega t\right)\pm0.5r_V\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\Omega t\right).\tag{7.91}$$

按贝塞尔函数展开,

$$\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\Omega t\right)=J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)\sin\Omega t+J_3\left(\frac{\pi}{2}\right)\sin3\Omega t+\cdots\cdots,\tag{7.92}$$

$$\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\Omega t\right)=J_0\left(\frac{\pi}{2}\right)+J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)\cos2\Omega t+\cdots,\tag{7.93}$$

略去高次项,并代入 $J_0\left(\frac{\pi}{2}\right)=0.236$, $J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)=0.566$, $J_2\left(\frac{\pi}{2}\right)=0.249$,最后得

$$\begin{aligned}I\pm(\Omega)=\;&0.5r_I+0.236r_Q+0.249r_Q\cos2\Omega t\\&\pm0.566r_V\sin\Omega t,\end{aligned}\tag{7.94}$$

取两翼信号之差,得到纵场信号为

$$\Delta I(\Omega)=1.132r_V\sin(\Omega t).\tag{7.95}$$

取两翼信号之和,得到一个横场分量的信号为

$$\Sigma I(\Omega)=r_I+0.472r_Q+0.498r_Q\cos2\Omega t.\tag{7.96}$$

如果在 KD*P 晶体前加一块玻片,便可同时得到表征向量磁场的量 r_Q, r_U, r_V.

于是,问题便归结为如何从 r_Q, r_U, r_V 得到向量磁场。1956年,日本天文学家海野(Unno)按恒星大气的密尔恩-爱丁顿(Milne-Eddington)模型和一些简化假设,计算了塞曼吸收线的四个斯托克斯参数的理论轮廓,建立了这些参数的轮廓与磁场的关系。这些关系至今仍然是解释磁像仪测量结果的理论基础。如图7.72所示,理论计算表明 r_V 曲线,在线翼有极大值,r_Q 曲线在线心有极大值,对于弱谱线。它们近似有以下关系:

$$r_V=A_{\parallel}H\cos\phi=A_{\parallel}H_{\parallel},\quad r_Q=A_{\perp}H^2\sin^2\phi=A_{\perp}H_{\perp}^2.\tag{7.97}$$

例如,对于 $\lambda=5250$ 埃,当 $H=100$ 高斯,$\phi=45°$ 时,$\bar{r}_Q\approx$

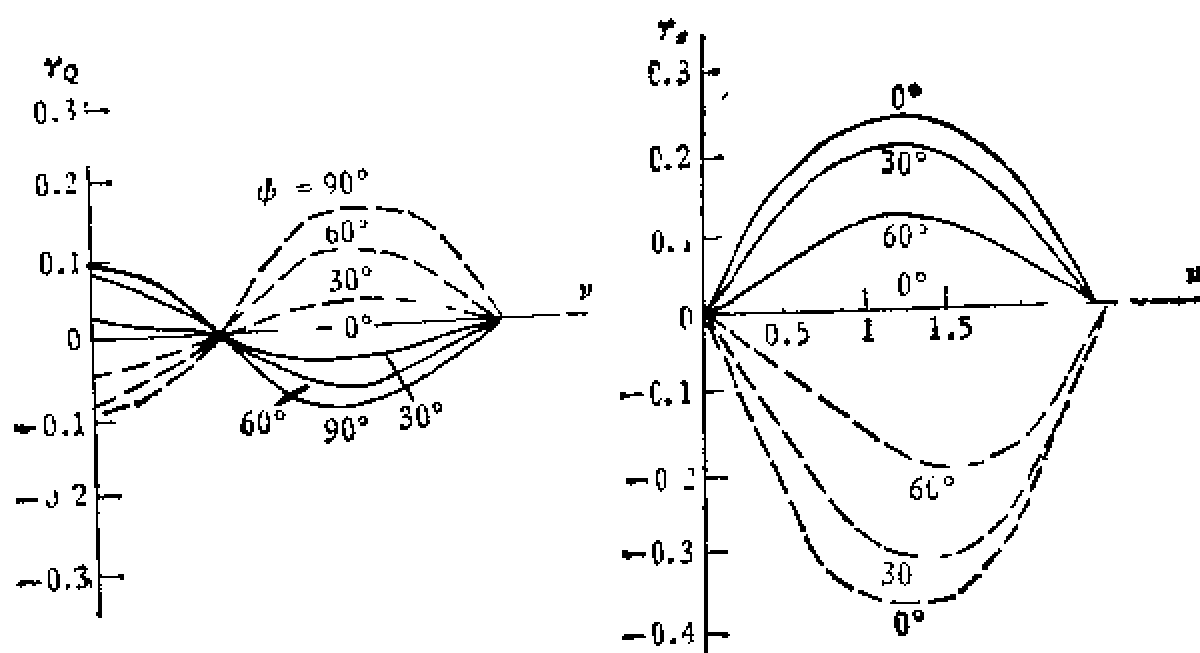


图 7.72　斯托克斯参数轮廓与磁场的关系.

0.1r_v 因此横向磁场的测量要困难得多，尤其是对弱磁场. 实际上，还由于仪器偏振问题，目前世界上的磁像仪大都只用于测量纵向磁场.

在二极管线阵应用于天文观测以前，光电磁像仪的接收器为光电倍增管，它具有线性响应、灵敏度高等优点，但不能分辨空间细节. 若要测量太阳表面磁场分布，需逐点扫描. 这样，为达到一定的磁场测量精度(磁场分辨率)和空间细节分辨率，扫描方孔要做得很小，而且在每个采样点上需停留一定时间. 因而观测某日面区花费的时间较长. 既不能保证观测结果的同时性，也不能研究快速变化的磁场结构. 这种光电磁像仪只能在空间、时间和磁场这三种分辨率之间进行折衷. 一般说来，它只适用于研究慢速变化的磁场精细结构. 近年来，二极管阵和电子计算机技术应用于磁像仪，使能实时地观测记录日面磁图.

四、照相和视频磁像仪(雷顿型磁像仪)

提高磁像仪时间分辨率的唯一途径是使用多通道接收器. 照相底片正是通道数最多的接收器. 利用照相方法获得太阳磁图，是在 1958 年首先由美国科学家雷顿 (Leighton) 实现的. 他在太

阳单色光照相仪入射狭缝前安置偏振光分析器和光束分离器，使右旋和左旋偏振光的像位于狭缝上半和下半，并令出射狭缝对准磁敏谱线的线翼，于是在扫描底片上得到一对时间和空间上完全一致的、对应于相反圆偏振光的局部太阳单色像．然后按下述照相相减法处理所得二张底片：将其中一张负片翻拍成正片，与另一张负片叠合，复制成照片．在没有磁场的地方，这张照片上相应的黑度是均匀的；在有纵向磁场的地方，照片上便显示出与磁场强度有关的密度差异，这张照片就是未改正视向速度的纵场磁图．在摄谱仪上进行这种观测，即用狭缝的线扫描代替光电磁像仪的逐点扫描，从而提高了时间分辨率，保证了在一条线上观测的同时性．若要保证整个区域的观测同时性，就要使用滤光器作单色器的望远镜，这种方法免除了很费时间的扫描过程，具有很高的时间分辨率．照相磁像仪的空间分辨率也较高，但磁场测量精度较低，约 10^2 高斯．而最困难的问题是要保证翻拍的正片具有严格等于 1 的反差值，这需要非常仔细的暗室操作，费时较多，以致雷顿照相法至今没有获得广泛使用．

为了解决照相磁像仪的上述困难，七十年代以来，开始用电视摄像管代替照相底片，使用在单色望远镜上时就是视频磁像仪．它的结构大致如下：偏振光分析器（KD*P 晶体＋偏振片）置于滤光器（双折射滤光器，干涉滤光器或两者混合组成的滤光器）前，太阳单色像被成像于摄像管靶面上，摄像管的输出信号由电子计算机处理，从而实现了对活动区磁场的实时观测．当然，这种方法对摄像管的均匀性、动态范围等要求都很高，一般难以满足．采用近年来发展起来的 CCD（电荷耦合器件）二维面阵作接收器，有可能得到较理想的观测结果．

五、仪器偏振对磁场测量的影响

太阳磁场仪器测量的是磁敏线辐射的圆偏振（对 $H_{\parallel}$）和线偏振（对 $H_{\perp}$），因此仪器偏振是一个至关重要的问题．仪器偏振的影响有两方面，一种是改变入射光的偏振状态，或者是产生附加的偏

振。

仪器偏振是由光路中倾斜的光学元件(透射的或反射的)产生的，因它对平行于入射面和垂直于入射面的电磁振动透射(或反射)系数不同. 对于镜面反射，这两种电磁振动之间还会产生位相延迟。图 7.73 为对镀铝镜面的实测结果.

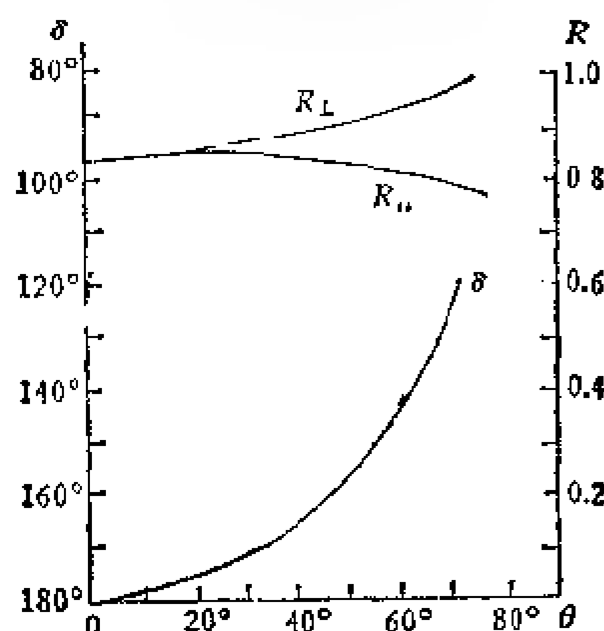


图 7.73 镀铝镜面反射率 R 与位相延迟 δ 同入射角 θ 的关系，$\lambda=5460$ 埃.

目前世界上的光电磁像仪大多是利用已有的太阳摄谱仪改建的. 到达它的太阳光束来自定天镜或定日镜装置. 一般，在到达入射狭缝之前至少经过二次倾斜镜面的反射，这就不可避免地引入了仪器偏振。 兹以一块入射角为 θ 的反射镜为例，设 (I_0, Q, U_0, V_0) 和 (I, Q, U, V) 分别为入射前和反射后偏振光的斯托克斯参数，则由文献 [27] 有

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(R_\perp + R_\parallel) & \frac{1}{2}(R_\perp - R_\parallel) & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}(R_\perp - R_\parallel) & \frac{1}{2}(R_\perp + R_\parallel) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{R_\perp R_\parallel}\cos\delta & -\sqrt{R_\perp R_\parallel}\sin\delta \\ 0 & 0 & \sqrt{R_\perp R_\parallel}\sin\delta & \sqrt{R_\perp R_\parallel}\cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}, \tag{7.98}$$

于是得到

$$I = \frac{1}{2}(R_\perp + R_\parallel)I_0 + \frac{1}{2}(R_\perp + R_0)Q_0, \tag{7.99}$$

$$Q=\frac{1}{2}(R_{\perp}-R_{/\!/})I_0+\frac{1}{2}(R_{\perp}+R_0)Q_0, \qquad (7.100)$$

$$U=\sqrt{R_{\perp}R_{/\!/}}\cos\delta\cdot U_0-\sqrt{R_{\perp}R_{/\!/}}\sin\delta\cdot V_0, \qquad (7.101)$$

$$V=\sqrt{R_{\perp}R_{/\!/}}\sin\delta\cdot U_0+\sqrt{R_{\perp}R_{/\!/}}\cos\delta\cdot V_0. \qquad (7.102)$$

对于纵向磁场的测量，应考虑式(7.102)，这时仪器偏振的影响如下：1. 第一项表示入射光中一部分线偏振转化为圆偏振，按入射角的不同，这部分($\sin\delta$)可达到0.3－0.4，影响较大．但在双出射狭缝的光电磁像仪中，在谱线两翼 $\sin\delta\cdot U_0$ 是常数，通过两个狭缝处光电管输出信号相减，可以抵消；2. 式(7.102)中第二项表明圆偏振信号减小 $\cos\delta$ 倍．由图7.65可见，当 $\theta<45°$ 时，$|\cos\delta|>0.95$，这一效应不很严重．

对于横向磁场测量，由式(7.101)可见，有较多的圆偏振变成线偏振，由于此时是用单缝在线心处测量，不能取左右两翼信号之差，因此，消除仪器偏振的问题比纵向磁场情况下复杂得多．

必须指出，仪器偏振是与波长有关的，它会造成谱线不对称，并引进测量误差．对于弱磁场(100高斯以下)这种误差可忽略，但对 $\sim10^3$ 高斯的强磁场，误差可达30%或更多．仪器偏振还会使非偏振的散射光发生偏振，它叠加在被测偏振光上，也会引起误差．总之，仪器偏振是一个比较复杂和棘手的问题，要得到精确的磁场测量结果，必须进行偏振补偿．更好的解决途径是从偏振测量的要求出发设计太阳望远镜，使在偏振分析器的前面没有倾斜的光学元件；同时，还要保证分析器前的光学元件具有热学和机械上的圆对称性，这样才不致产生仪器偏振．

六、仪器偏振的补偿

如上所述，仪器偏振主要产生于倾斜的反射镜，它兼有部分偏振片和玻片的作用．一般对这二部分分别进行补偿：用倾斜的平面平行玻片产生相反的偏振来补偿部分偏振片的作用，用延迟量相反的玻片(或KD*P)补偿仪器偏振产生的位相延迟．图7.74所示为日本冈山天文台的65厘米太阳望远镜，这是一台卡赛格

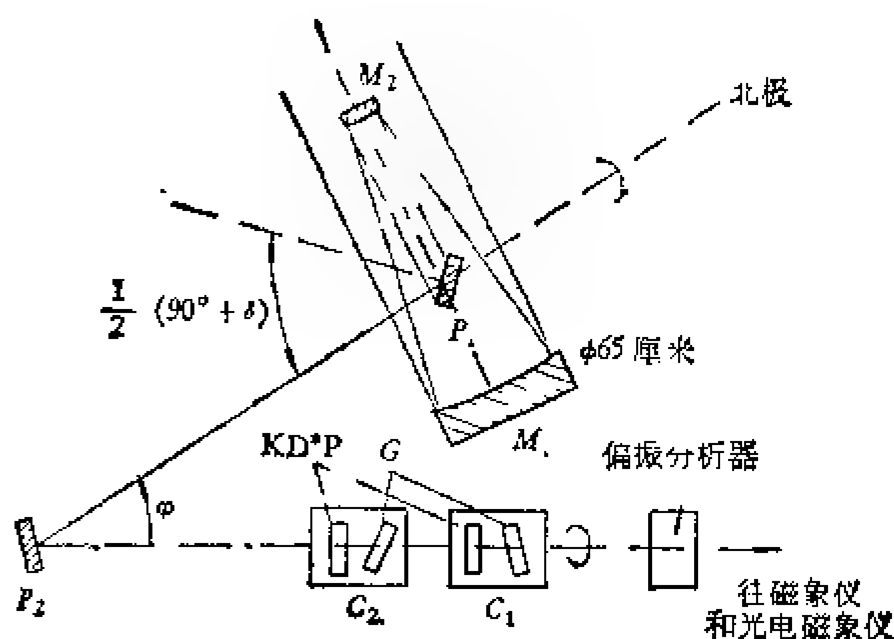


图 7.74 日本冈山天文台 65 厘米太阳望远镜的仪器偏振的补偿.

林光学系统的反射望远镜，折轴平面镜 P_1 将会聚的太阳光束沿极轴方向反射，再由 P_2 反射到水平方向. 主镜 M_1 和双曲面副镜 M_2 都是旋转对称的，仪器偏振仪来源于 P_1 和 P_2 二块倾斜平面镜. 故用二个补偿器 C_1 和 C_2，它们都由 KD*P 晶体和平面平行玻片组成. 观测前按下法进行补偿：将望远镜对准太阳上没有磁场的区域，调节 KD*P 晶体的激励电压和玻片的倾角，使光电磁像仪测量 Q, U, V 的三个通路的输出都为零，这就达到了补偿. 因折轴平面镜 P_1 的入射角随太阳赤纬而变，故每次观测前都要调整补偿器 C_1. 此外，C_1 还应绕轴作周日旋转，以补偿 P_1 镜绕望远镜跟踪转动，补偿器 C_2 固定不动.

七、现代的太阳磁像仪

到目前为止，世界上正常使用的磁象仪约 15 台左右. 兹介绍两种有代表性的如下：

（一）美国 512 通道光电磁像仪

1976 年，美国基特峰天文台为配合天空实验室发射，逐日提供全日面磁图 ($H_{\parallel}$) 的需要，建成了一台 512 通道的光电磁像仪，

见图7.75. 真空太阳塔的定天镜的有效口径为60厘米，该望远镜成一直径34厘米的太阳像于利特罗型摄谱仪的入射狭缝上，摄谱仪置于地下垂直竖井内. 自双出射狭缝出射的光由缩小透镜聚焦在一对512元CCD硅二极管线阵上，CCD线阵每个元的大小为25微米×600微米，太阳像比例尺为25微米/1″.故每个线阵长度

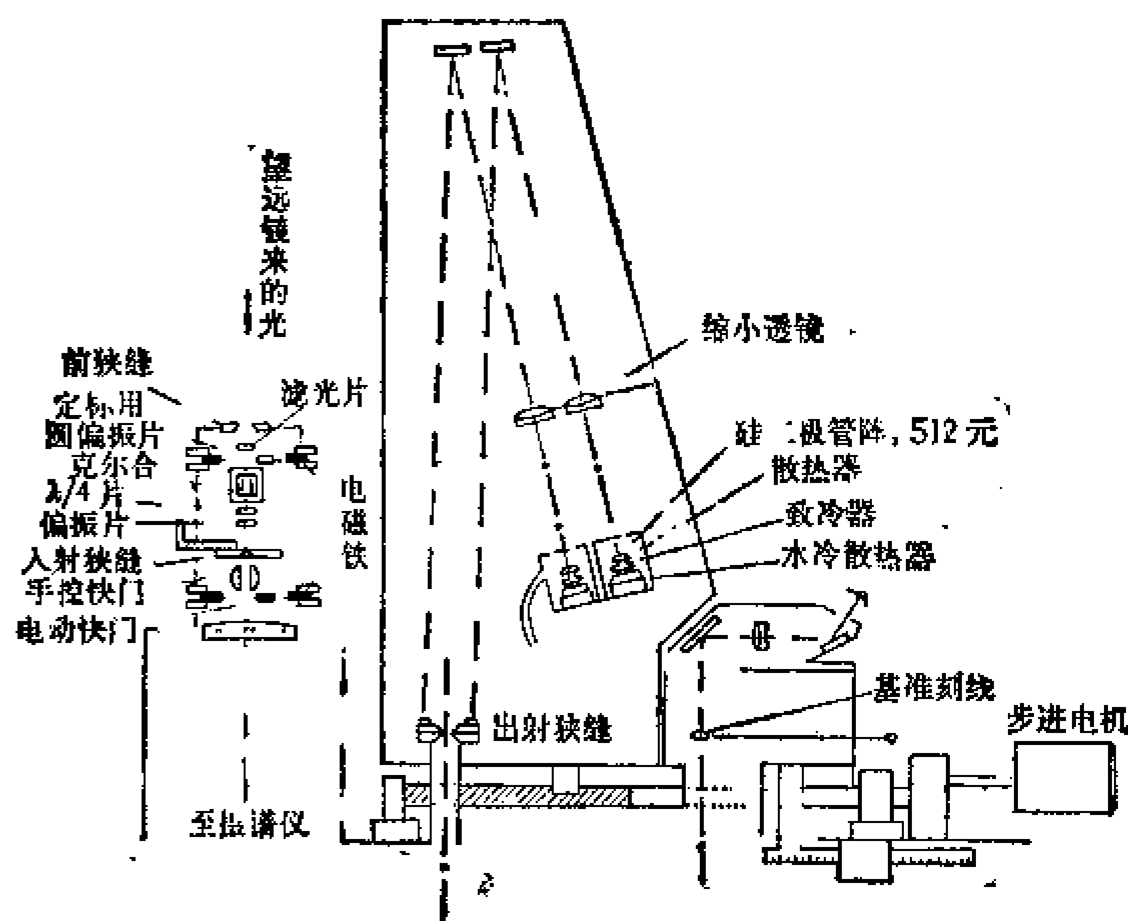


图7.75 512通道光电磁像仪.

对应日面上512″，四次扫描便可实现全日面的纵向磁场和视向速度的观测. 这台仪器采用了经典的克尔盒代替KDP型光电晶体，克尔盒长127毫米，间隔2.5毫米. 盒内储二硝基苯液体，它产生的延迟量与电压平方成正比，但它需要较高的激励电压，对电源波形和稳定性要求也较高.

由于能同时观测512个点，极大地提高了观测速度，这台磁像仪能在38分钟内以较高的空间分辨率（1″×1″）得到全日面磁图，最小可检测磁通量为1麦克斯韦. 在不用偏振光分析器的情况下，也可用作单色光照相仪. 例如，获得HeI10830线的单色图.

(二) 中国35厘米太阳磁场望远镜

北京天文台怀柔水库太阳观测台新近建成一台雷顿型向量磁像仪，见图7.76. 成像系统为物镜口径35厘米、焦距280厘米的折射望远镜. 在主焦点处有一倾斜光栏，让4′×6′视场内的阳光通过，大约97%的多余阳光被反射出镜筒. 透射光经准直镜成为平行光进入偏振分析器和双折射滤光器. 从滤光器出射的单色光由成像镜聚焦，再用转换装置送入照相或光电或电视接收系统.

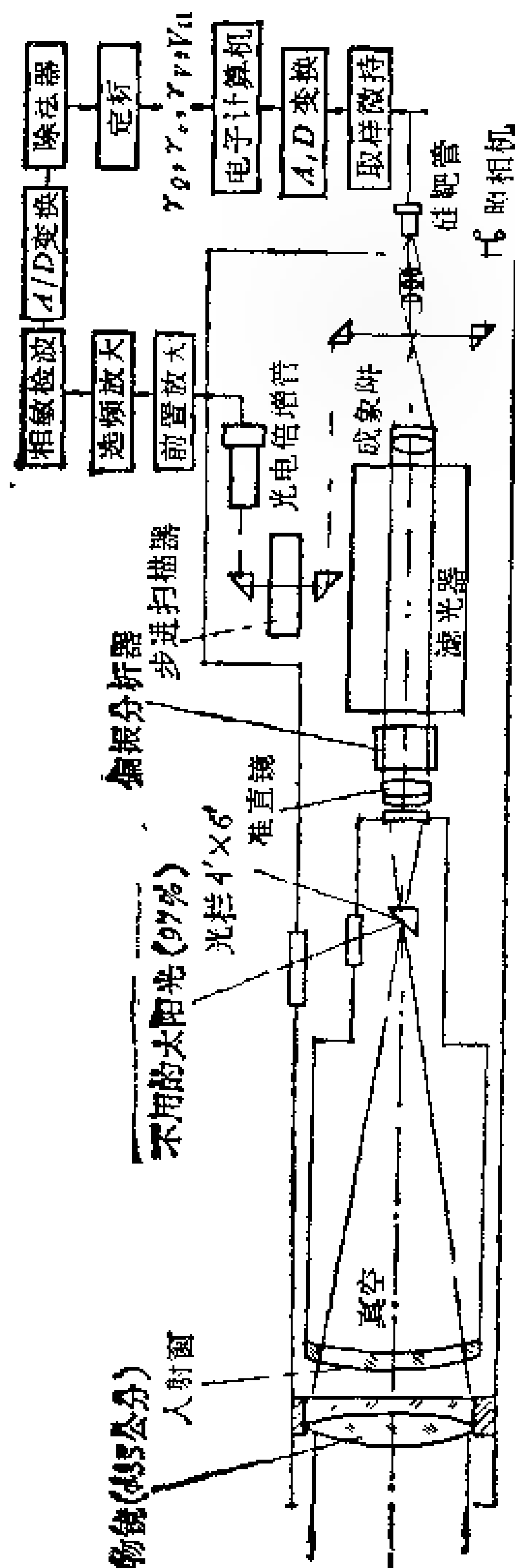


图7.76 中国太阳磁场望远镜略图.

仪器中的双折射滤光器可在5324埃和4861埃两条磁敏谱线工作，透射带半宽分别为0.15埃和0.12埃，分别用来测量光球和色球磁场. 光电接收系统亦即光电磁像仪，能对3′×4′的局部太阳像逐点扫描观测，空间分辨率为2″×2″. 电视系统采用硅靶摄像管作为接收器，输出信号由电子计算机进行实时处理.

这台仪器有如下特点：

1. 兼备雷顿型磁像仪和光电磁像仪的功能；

2. 采用圆对称的折射系统以及将偏振分析器置于对称直射光路中，这就避免了仪器偏振；

3. 物镜和准直镜之间有一约90%光路长的真空筒，消除了仪器内部、尤其是主焦点附近的热湍流；

4. 滤光器内部有二组KD*P电光调制器，各施以高压矩形波和高压锯齿波，用于偏振光分析和视向速度测量，锯齿波调制提高了横向场的测量灵敏度。

§7.7 太阳速度场测量简述

速度场指的是太阳大气中各点速度的分布，它反映太阳大气的运动情况。例如，宁静太阳大气中的大尺度环流、超米粒、五分钟振荡和一百六十分钟脉动等等现象，都是通过速度场的观测得到确认的。从这些现象的研究有可能推测光学手段观测不到的太阳对流区的情况。此外，太阳发生剧烈活动时，常伴随高速物质抛射。因此，和磁场资料一样，速度场的资料是近代应用磁流体力学理论研究太阳活动本质的重要依据之一。

物体的空间速度可分为垂直于视线和沿视线方向的两个分量，对应地有两种不同的测量方法：

1. 测量和分析日面上一些特征物(如米粒、黑子、日珥抛射物等)的位置随时间的变化，从而得出在垂直视线平面内的速度。不言而喻，在这种情况下相当于假设了观测到的运动是物质的真实运动引起的。

2. 应用太阳的吸收线或发射线的多普勒效应测量视向速度。

多普勒效应的原理在第五章中已有叙述。下面简略介绍一些应用多普勒效应测太阳速度场的方法。

一、光电调制法

利用§7.6中介绍的光电磁像仪，两个出射狭缝对称地置于谱线两翼，此时输出信号直流成分之差正比于该观测点的视向速度。使太阳像扫过狭缝，并依次作测量，便可得到视向速度场。这种方法的精度可达到每秒数十米，当然，如果专门研究速度场而不是磁

[illegible]
测。

二、黑棍棍减法

[illegible]
图 7.77。

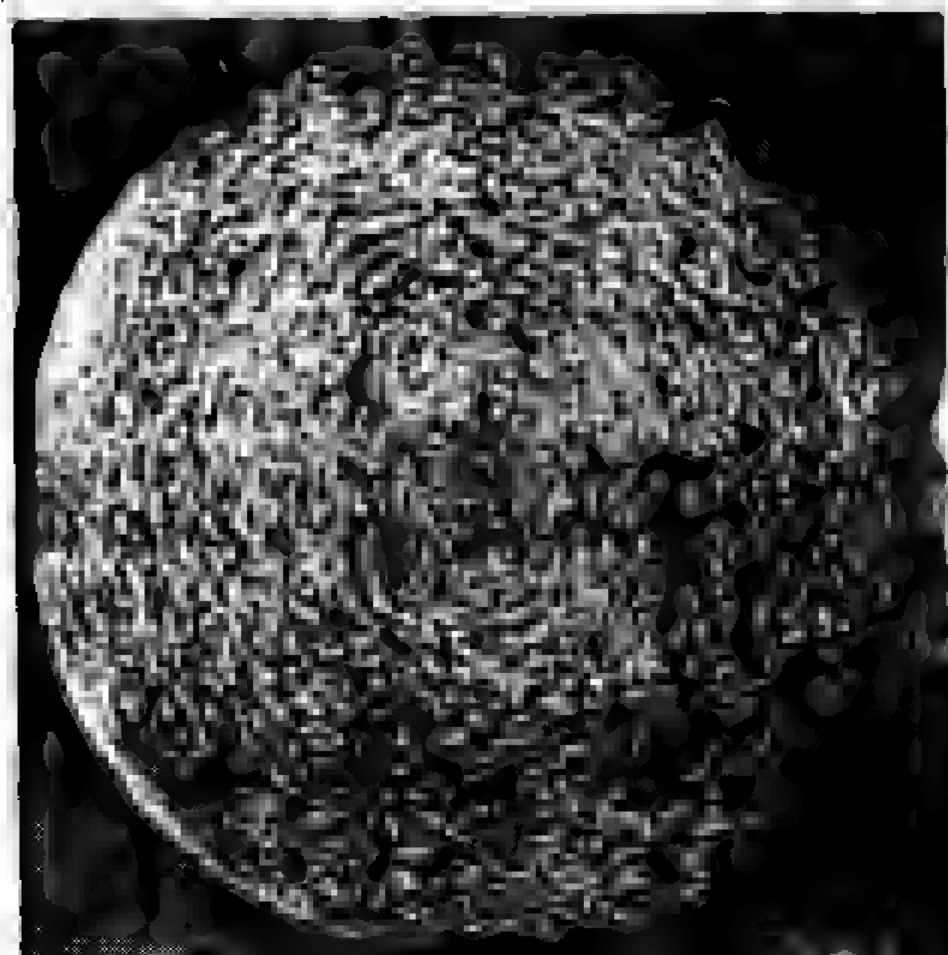


图 7.77 [illegible]

[illegible]

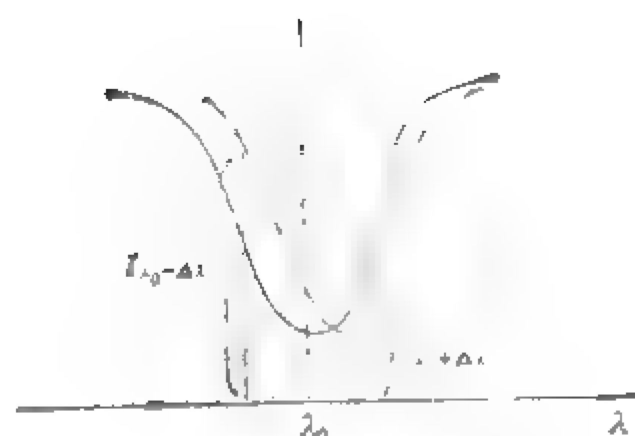


图 7.78

置在一起印出照片，那么在这样的照片上，具有远离速度的区域和具有接近速度的区域之间的对比度将增加，远离观测者的区域变得暗黑，接近观测者的区域变得明亮，相对于观测者没有运动的区域将变成灰色。所以这种照片反映了视向速度的分布。

三、光谱-单色光照相法(Spectro-Spectroheliograph，简称为 S^2HG)

这种方法是用一较大的矩形光栏代替太阳单色光照相仪的出射狭缝，使能在照相底片上拍下一段光谱，它不仅包括被研究的谱线，也包括一些定标谱线。例如，当用 H_α 线测速度场时，它旁边的一条地球大气水线（λ6564.206）没有因太阳运动产生多普勒位移，可用作定标线。然后，象用太阳单色仪观测所做的那样，令太阳像沿垂直入射狭缝的方向逐次移动，拍下一系列光谱段，见图 7.79。测量这些下

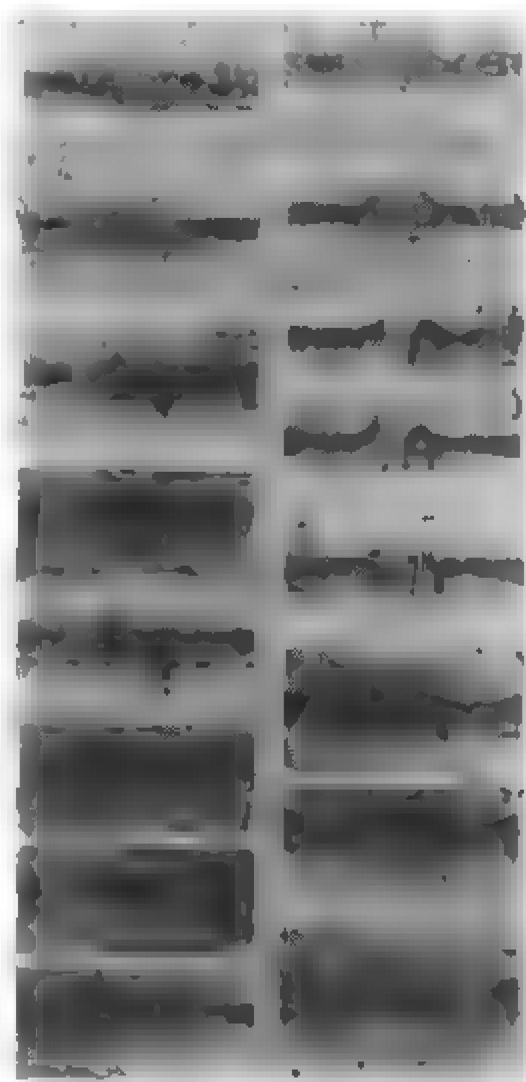


图 7.79 S^2HG 拍得的 H_α 照片。

片上谱线各点的轮廓，求出它们的多普勒位移，便可得到日面上二维速度分布图。因为，沿谱线各点测得的是日像上垂直仪器色散方向各点的轮廓，而谱线上同一点但在不同扫描位置的轮廓是属于垂直于上述方向的日面上的。所以构成了二维轮廓图。

谱线多普勒位移观测资料的处理和太阳大气谱线的形成理论有关。观测到的辐射来自形成该谱线的那一层具有一定厚度的太阳大气，谱线轮廓是这层大气中物理条件(也包括视向速度)的复杂函数。这些条件一般说来是随位置 (x, y, z) 和时间 (t) 变化的(取 z 沿视线方向，x、y 垂直于 z)，而观测谱线的强度是在一定范围内许多不同 (x, y, z) 的点的辐射强度之和[1)]。只有当多普勒位移不随位置和时间而变时，才能指望通过测量轮廓的波长位移求得真正的视向速度。不然的话，测量的视向速度只能是某种意义下的平均值。首先，因仪器的有限分辨率，测量结果总是某 (x, y) 范围内的平均，其次这结果也是沿视线方向各种不同视向速度的平均，还有就是按时间的平均。

此外，仪器的误差也会影响结果。例如，有的磁像仪中，把圆偏振光的塞曼分裂引起的位移错当成了多普勒位移。

参考文献

[1] B. И. 塔塔尔斯基著，温景嵩等译，湍流大气中波的传播理论，科学出版社，1978.

[2] R. Bray, Sun Spot, Chapman and Hall, 1964.

[3] B. И. Малышев, Введение в экспериментальную спектроскопию, Наука, 1979.

[4] M. Hack, High Resolution Spectrometry (Proceeding of the 4th Colloquim on Astrophysics), Published by the Osservatorio Astronomico di Trieste, 1978.

[5] E. A. Макарова, A. B. Харитонов, Распределение энергии в спектре солнца и солнечная постоянная, Наука, 1972.

[6] O. R. White, The Solar Output and its Variation, Colorado Associated University Press, 1977.

[7] SMSgt Richard B. Agee, A Solar Optical Observer's Guide, Published by Air Weather Service(MAC) United States Air Force, 1975.

[8] 叶式辉，天体的磁场，科学出版社，1978.

1) 更严格的描述参见有关恒星大气物理的书籍。

第八章　射电天文学方法

射电天文学是一门在无线电波段观测、研究宇宙的科学。由于它与无线电技术的发展密切相关，所以它不如光学天文那么古老，只有五十年左右的历史。自1932年央斯基(K. G. Jansky)第一次接收到宇宙射电辐射及1940年第一架射电望远镜问世以来，由于射电观测技术的发展，导致了一系列重大宇宙现象的发现，从而对近代天文学和物理学提出了新的挑战。

射电天文学的发展大致可分成三个时期。第一个时期从第二次世界大战后到五十年代末，利用大战中发展起来的雷达技术(主要是接收技术)进行宇宙观测，开始了对全天射电现象的"普查"。然而这一时期的射电望远镜比起同期的光学望远镜来只能算是一种极为粗糙的工具(例如，它的空间分辨率比光学望远镜一般要差一百多倍甚至几千倍)。因此当时的主要工作是发现射电目标，找出与之对应的光学目标，然后将光学、射电资料综合起来分析，补充以往对宇宙天体的认识。

第二个时期大致包括了整个六十年代。随着日益增多的大型射电望远镜投入工作，在进一步精细"普查"的同时，获得了具有重大科学意义的发现。它包括类星体、脉冲星、星际有机分子线、2.7K的微波背景辐射等。这一时期，射电天文设备大部分都通过实践得到了比较，使射电望远镜从每经三、五年就必须更新的萌芽状态开始进入到相对稳定的、趋于"定型"的阶段。

第三个时期从七十年代初至今，射电天文摆脱了仅仅作为"普查"或是统计的手段，开始对特定天体进行精密的光谱、光度以及偏振测量，从而对天体的物理性质、化学组成进行深入的探讨。这一时期，最大的射电望远镜在性能上不但可以与最大的光学望远镜相媲美，而且在一些地方超过了光学望远镜，如西德直径100米的厘米波抛物面天线与美国正在建造的Y型巨大干涉仪，不但具

有极强的探索微弱天体辐射的能力,而且就Y型干涉仪而言,其空间分辨率将不低于现有的任何地面光学望远镜. 因而, 现代的射电天文学已发展成为天文学的一个独立分支学科, 它与光学天文学并驾齐驱,互相配合,互相补充.

本章着重讨论射电天文的观测技术和观测方法.

§8.1 射电辐射特征和观测仪器

一、射电辐射观测的特点

射电波段是光学波段的延伸与扩充, 它从另一个侧面来反映天体的物理本质. 它的观测工具在构思和基本结构上与光学观测工具有很多类似之处,它亦进行天体的强度、波谱、偏振等测量. 但由于射电波长约为光学波长的百万倍, 因而在观测中又有其独特之处.

首先,地球大气中的云层对可见光是不透明的,而它对射电波虽有影响,但基本上是"透明"的. 射电波通过云层就象可见光通过玻璃一样,因此阴雨天气对射电观测的影响较小,进行适当的归算处理,射电观测可具有"全天候"观测的特点. 由于同样原因,光学波段观测不到星际尘埃云背后的天体, 而射电观测却不受此限制,因而射电观测扩大了人们对天体的了解,这是射电观测比光学观测有利的地方.

其次, 通常宇宙天体在射电波段的辐射远较在光学波段的辐射微弱, 而一架射电望远镜又只能接收射电波段中很窄频带内的辐射,不象光学望远镜可以同时接收整个光波段的辐射,它相当于光学望远镜中的单色仪. 另外,天体的射电波具有噪声波的特点, 它与天电干扰、工业干扰、接收机本身的噪声等性质相似, 而且这些干扰一般远比天体的辐射强得多. 因此, 如何在强大的噪声背景上检测出微弱的天体讯号, 这是射电天文方法要研究的重要课题之一.

第三, 一架望远镜的空间分辨率大致为 λ/D, λ 为观测波长,

D 为望远镜口径。由于射电波长为光波长的百万倍，要使射电望远镜的分辨本领达到光学望远镜的水平，射电望远镜天线的直径就要比光学望远镜物镜大同样的倍数。例如，对于波长5000埃的可见光，口径20厘米的光学望远镜大约有0.5角秒的分辨率，而对波长1米的射电波，天线直径需四百公里才能有同样的分辨率，这在工程上是难以实现的。因此，如何提高射电望远镜的空间分辨率成了射电天文方法要研究的另一个突出课题。

第四，由射电观测获得的资料，不只是光学资料数量上的补充与增加。因为天体的光波辐射与射电辐射往往各自代表着不同的物理过程，有些物质运动过程可以产生射电波而不产生光波。比如宇宙天体的光学连续辐射主要是由热机制形成的，而大部分天体的射电连续波辐射则认为是由同步加速机制所引起，从而可以给出宇宙磁场和相对论性质点的信息，所以射电观测扩大了天文学研究的对象与领域。

二、射电望远镜

射电望远镜是用来发现和测量宇宙射电辐射的仪器，它可用来测定天体射电的强度、射电源的位置和大小、射电辐射的偏振和频谱等。

射电望远镜的基本结构如图8.1所示。射电望远镜中的天线，相当于光学望远镜中的物镜；而光学望远镜物镜焦点上装的辐射接收器，如照相底片、光电元件等则相当于射电望远镜中的高灵敏无线电接收机。天线"瞄准"所要观测的天体，汇集它投来的无线电波，然后经传输线传送至接收机。接收机把无线电波的功率放大，并转换成可供记录的信息由记录系统加以处理，最后用图、表或其它方式显示出来。

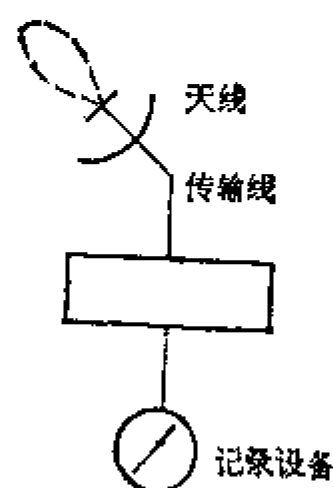


图8.1 射电望远镜结构简图.

由于射电辐射是包含各种波长的电磁波，而射电望远镜的天

线、传输线、接收机只分别接收、传输、放大一定频率范围内的无线电信号而滤去各自频带以外的信号。通常，接收机的频带比天线、传输线的频带要窄，因而最后由接收机输出给记录设备的信号功率只代表射电辐射中以接收机工作频率 f 为中心，频宽为 Δf（接收机通频带宽度）的这部分信号的强度。通常接收机相对频宽 $\left(\frac{\Delta f}{f}\right)$ 是很小的，并且比辐射本身的频谱窄得多。因此，射电望远镜只相当于光学望远镜中的"单色仪"。

为了研究极其微弱而又复杂多变的天体射电图像，射电望远镜需要有非常庞大的天线系统，极其灵敏的接收系统和精确的记录系统。下面我们简单介绍一下这三部分的情况。



图 9.2　250 英尺固定式抛物面天线。

（一）天线系统

在射电望远镜中要求天线系统有很大的接收面积，很高的分辨本领和准确跟踪天体的能力。通常它有三种形式：

第一种是经典的旋转抛物面天线，装在可以在两个轴转动的座架上。座架通常有赤道式和地平式两种，图8.2和8.3就是它们的两个例子



图8.3　60英尺赤道式抛物面天线。

由于采用计算机自动控制地平式天线来进行指向、跟踪、扫描比采用赤道式天线造价要低得多，所以近年来大型抛物面天线系统越来越多地采用地平式座架。

抛物面天线的优点是有集中的接收面积，频带较宽，也比较容

易进行机械跟踪和扫描。它的主要困难是机械结构与精度要求的矛盾。由天线理论知道，抛物面天线能适用的工作波长与抛物面天线的表面精度有关，一般要求精度保持在 $\frac{\lambda}{20}$ 以内（λ 为工作波长）。工作波长愈短，表面精度要求就愈高。而天线表面精度又受到应力变形和温度变形的限制，天线越大，这些变形的影响就越大。即使要求的工作波长不变，增大天线口径时，为了保持相同的表面精度，要克服这些变形的影响亦是相当困难的。通常，在相同的工作波长条件下，天线的重量和造价与天线口径的立方成正比。这种限制使得在现实的造价范围内，天线直径很难超过一定的尺寸，而一个比较合理的尺寸则取决于当时的机械技术水平及经济能力。

近年来，大型天线设计的一个重大革新是采用了“异体同形”的概念。它避开了常用的单纯靠增强机械结构来减少应力变形的办法，而是采取了“让它变”但是有控制地“变”的办法，使得在应力条件改变的情况下，抛物面天线的各个结构组件按设计要求亦相应变形，而总的结果是整个抛物面有规则地变成另一个抛物面。最

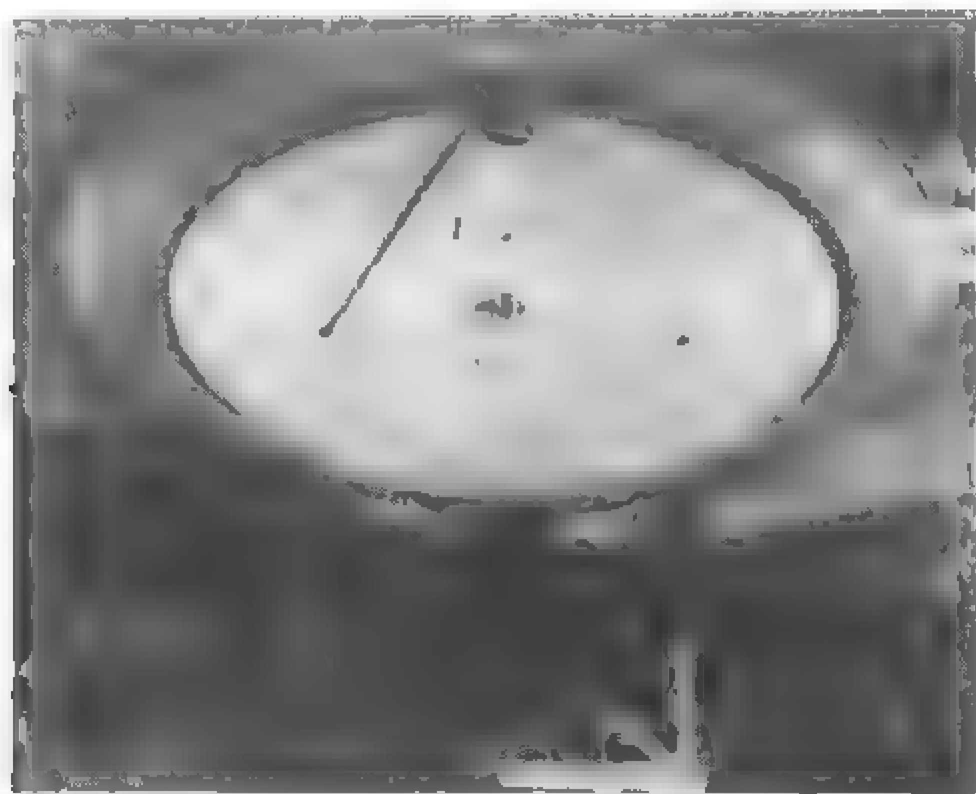


图 8.4 西德的 100 米的天线。

然，这种设计将大大减低对构件刚度的要求，因而大大降低了造价。西德直径 100 米的天线是一个典型的例子，见图 8.4。

第二种是“固定抛物面”型式。将天线的反射面作成附着于地面的固定不动的结构，从而减少了加工难度，并排除了重力变形。象 Arecibo 的 305 米球面镜就是一例，见图 8.5。

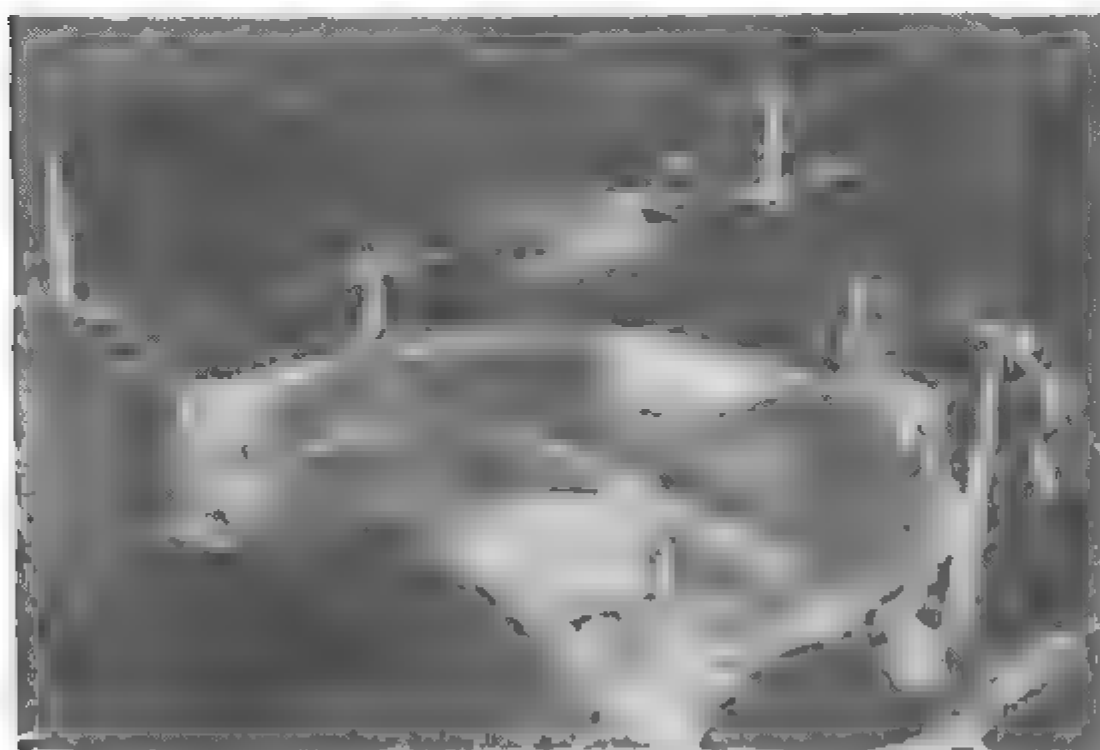


图 8.5 地面固定天线。

这种系统可以把天线面积做得很大，加工比较容易，造价比较低廉，但由于主要特点是“固定”，因而跟踪观测的能力很差。

第三种是组合天线系统。

近代射电天文方法的主要进展是采用了所谓“组合天线系统”。这种系统在干涉原理的基础上把机械上难以实现的单个大天线“化整为零”，用若干个小天线在各种不同排列下进行观测，得到相当于一个极其巨大的天线才能得到的结果。这使得分辨率提高到依靠单个天线不可能达到的地步，而接收面积则基本上为各个单独小天线的总和。目前，由于采用了这种系统，射电望远镜的分辨率已达到光学望远镜的水平。采用这种系统的主要困难是成万倍地增加了数据处理的复杂性。事实上，只有在计算技术达到一定水平之后，这种组合系统才有实现的可能。一个典型的例子

是澳大利亚的由96面天线构成的环状干涉仪系统，这个系统虽然用96个小单元取得了相当于一公里多的大天线的分辨率，但是它需要在同一时间内每秒钟实时处理近一万个不同来源的数据。图8.6是这个天线系统的照片。



图8.6 96元干涉仪。

（二）接收系统

接收机的主要作用是把微弱的无线电信号放大。它的灵敏度取决于放大器本身的噪声，通常用“噪声温度”作为噪声功率大小的度量，它的单位是绝对温度（K）。如果噪声太大，也就是噪声温度太高，微弱信号将淹没在强大的噪声背景内，以至于无法辨认。近年来，低噪声器件和低噪声放大器有了很大的进展和提高。在六十年代里，厘米波段（以及直到米波段）的量子放大器和参量放大器，用液氦冷却时，噪声温度可以分别低达四度和二、三十度。

只是由于液态氦耗费太大，有时供应也有困难，加之量子放大器频带又比较窄，所以当时大部分射电望远镜上宁可应用液氮冷却或是用在常温下工作的参量放大器，噪声温度约五十度到一百度．最近氦制冷机（冷却到十余度）被广泛推广，具有操作方便且节约用氦的特点，因此波长两、三厘米以上的放大器可望普遍采用“冷”参量放大器．在这同时，也已制成了“宽频带”的量子放大器，在厘米波段其噪声温度可低达二十度左右．在分米波及米波段（正在向厘米波段发展）用致冷场效应管放大器（简称 FET），最低噪声温度可达几度．由于设备简单，近几年来已获广泛应用．

（三）记录系统

经典的记录系统是用记录仪或电表将接收机的输出信号显示出来．近年来的重大进展是采用了数字技术，将接收机的输出信号电压大小和正负号变成随时可供电子计算机读出的代码，将这种代码送到电子计算机里，可以快速处理出结果．一些十分复杂的观测过程，如综合口径、谱线观测等，利用这种方法，可以既快又准地完成处理、记录和显示．这种工作中所用的多半是一台或几台小型电子计算机，价格很低，一般还可作天线自动控制等作业．这种记录方式近年来得到越来越多的应用和推广．可以预计，处理数字化和观测自动化将会导致更精细，更先进的射电天文手段的诞生．

三、表征射电辐射的基本量

与光学天文一样，表征射电辐射的基本量有射电辐射亮度 B（或称射电辐射强度）及射电辐射通量密度 S．在射电天文中习惯将 S 称为射电流量密度或简称流量． B 的单位为瓦/米^2·[弧度]^2，S 的单位为瓦/米^2．它们之间的关系为

$$S = \iint_{\Omega} B(\theta, \varphi) d\Omega. \tag{8.1}$$

若仅指在频率 f 处，单位频宽内的 B 和 S，则记为 B_f, S_f. 在射电天文中的习惯用法是将 B_f, S_f 记为 B, S. 今后，凡没有另加说明，B、S 就表示在频率 f 处，单位频宽内的射电辐射亮度和射电辐射通量密度.

在宇宙射电天文中常用"央"作为流量密度的单位.

1 央 $=10^{-26}$ 瓦/米^2 · 赫，有时记为 1f. u.

由于太阳射电辐射较强，在太阳射电工作中常用"太阳射电流量单位"(s.f.u.) 作为流量单位.

1s.f.u. = 10^4f.u = 10^4 央 $=10^{-22}$ 瓦/米^2 · 赫.

在射电天文中，习惯用绝对温度来表征功率大小，对射电源的辐射强度则相应地用"亮温度"来表示，它是建立在黑体辐射的基础上的.

在无线电波段，一个绝对温度为 T 的绝对黑体，在频率 f 处的亮度可以近似地由瑞利-金斯定律给出. 若设一黑体在频率 f 处的亮度等于射电源在频率 f 处的亮度，则绝对黑体的热温度就称为射电源的亮温度，记为 T_b. 这时，亮度与亮温度的关系为

$$B=\frac{2kT_b}{\lambda^2}. \tag{8.2}$$

将式(8.2)代入式(8.1)，就得到流量与亮温度的关系：

$$S=\frac{2k}{\lambda^2}\iint_{(\Omega)}T_b(\theta,\varphi)d\Omega. \tag{8.3}$$

在引进亮温度概念时，未考虑射电源的真实辐射机制. 因此由源的亮温度并不能直接得出源的实际温度，亮温度只是源的等效黑体温度. 实际上，射电辐射有非热辐射成分时，若用绝对黑体热辐射来等价它，这绝对黑体的温度就得高于源的实际温度.

§8.2 天线的基本原理和参数

一、天线的参数

射电望远镜中的天线担负着接收天体的无线电辐射并把这种

辐射传输给接收机的任务．它的主要性能表现为接收天体微弱信号的能力、分辨天体细节的能力及把天体来的辐射尽可能多地传输给接收机的能力．这些特性可用方向性、有效面积、效率等天线参数来定量描述．下面仅结合射电天文中的情况作一简单介绍．

（一）天线功率方向图·方向瓣宽度

对于接收天线，天线方向图表征天线对来自各个方向的辐射的接收能力．当辐射流量一定的一个点源位于不同方向时，天线接收的功率是方向的函数，记为 $W(\theta, \varphi)$．定义天线从任意方向所接收到的功率与它们中的最大值之比为天线的功率方向图，记为 $P(\theta, \varphi)$．

$$P(\theta, \varphi)=\frac{W(\theta, \varphi)}{W_{\max}(\theta, \varphi)}. \tag{8.4}$$

显然，$P(\theta, \varphi)$ 是个无量纲的量，其最大值为 1．它具有三维分布，在空间立体图中，就是三维空间极坐标矢量 $P(\theta, \varphi)$ 的终端所构成的曲面．图 8.7 表示通过空间方向图轴线的一个截面．从图上可以看出，方向图通常存在一个主瓣，它表示天线的接收能力

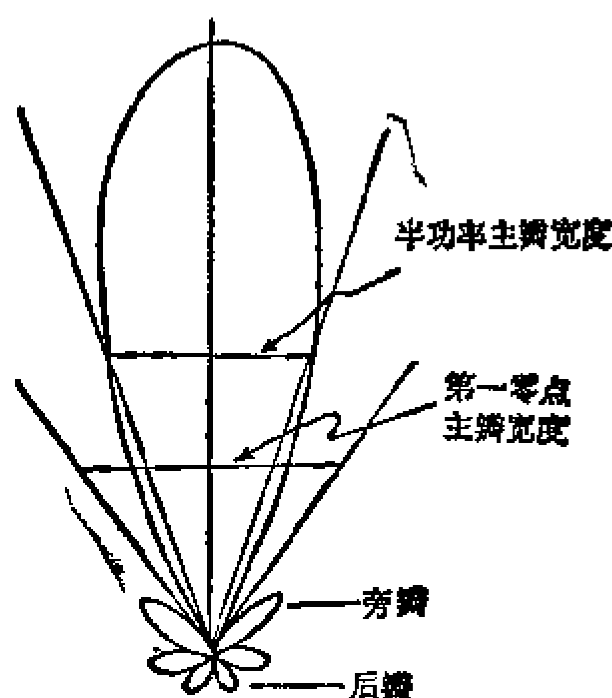


图 8.7

主要集中在这个范围内。为了描述主瓣范围的大小，可用主瓣上两个半功率点之间的角度或两个第一零点之间的角度来表示，它们分别称为半功率主瓣宽度和第一零点主瓣宽度，并以符号 HPBW 和 BWFN 表示。它们决定着天线的空间分辨本领。从图 8.7 中亦可看到，除主瓣所指的范围外，天线还在另一些方向上有微弱的接收能力。在天线孔径面前面的部分称为旁瓣，孔径面后面的部分称为后瓣（这是由于电波绕射作用形成的）。

如果方向图是轴对称的，图 8.7 绕轴旋转一周就成为空间方向图。用图 8.7 所示的二维方向图就足以描述天线对不同 θ 方向来的辐射的接收能力。

如果方向图不对称，一般用通过方向图轴线的两个互相垂直平面内的截面图来表示。这两个平面通常选用 E 平面和 H 平面（当天线用于发射时，远区辐射场的电场强度 $\boldsymbol{E}$ 和磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 各自所在的平面），或者选用通过主瓣最宽及最窄部分的两个平面。同理，当用接收到的场强来描述天线各个方向的接收能力时，则可引入场强方向图：

$$F(\theta, \varphi) = \frac{E(\theta, \varphi)}{E_{max}}, \tag{8.5}$$

$E(\theta, \varphi)$ 为天线接收到的场强；E_{max} 为最大值；由于 $E(\theta, \varphi)$ 包括幅度和相位两个因子，是个复数量，所以 $F(\theta, \varphi)$ 亦是复数量。

显然，功率方向图和场强方向图之间满足下述关系：

$$\begin{aligned} P(\theta, \varphi) &= F(\theta, \varphi) \cdot F^*(\theta, \varphi) \\ &= |F(\theta, \varphi)|^2. \end{aligned} \tag{8.6}$$

（二）方向图立体角

为了描述空间方向图的特性，还常用立体角的方法。

方向图立体角定义为

$$\Omega_A = \iint_{4\pi} P(\theta, \varphi) d\Omega. \tag{8.7}$$

当各个方向上$P(\theta, \varphi)$均为1时，在Ω_A立体角范围内则有$\Omega_A = \iint_{\Omega_A} 1 d\Omega$。由此可以看出式(8.7)的物理意义是：如果在$4\pi$立体角所有方向都布满均匀亮度的源，则实际天线在各个方向所接收到的总功率可用一个方向图在Ω_A内均匀且等于1（在Ω_A之外等于零)的假想天线的接收功率来等效。

如果式(8.7)中积分限不是4π而是主瓣张角，即以第一零点为边界，则定义主瓣立体角为

$$\Omega_M = \iint_{\text{主瓣}} P(\theta, \varphi) d\Omega \ [\text{弧度}]^2. \tag{8.8}$$

它的物理意义是把天线主瓣（主瓣内各处$P(\theta, \varphi)$不相等）等效为一个在立体角Ω_M之内其方向图均匀且等于1的主向瓣。

同样可以定义旁瓣立体角为

$$\Omega_m = \iint_{\text{旁瓣}} P(\theta, \varphi) d\Omega \tag{8.9}$$

显然，$\Omega_M, \Omega_m < \Omega_A$。

我们定义 $\varepsilon_M = \dfrac{\Omega_M}{\Omega_A}$，称它为方向图效率； (8.10)

$\varepsilon_m = \dfrac{\Omega_m}{\Omega_A}$，称它为泄漏因子。 (8.11)

（亦称散射因子）

(三) 方向系数·天线效率·增益系数

天线在各个方向具有的不同接收能力也可用方向系数$D(\theta, \varphi)$来表征。它定义为在任意方向上天线的接收功率与一个各向同性天线在同一方向上所接收到的功率之比，记为$D(\theta, \varphi)$。若记$D_{max}(\theta, \varphi) = D_0$，显然

$$D(\theta, \varphi) = D_0 \cdot P(\theta, \varphi). \tag{8.12}$$

通常称D_0为方向系数，把它作为衡量天线方向性能的指标。

由于射电辐射通过天线时会有损耗，所以天线接收到的功率

W_0 大于传送给接收机的功率 W，定义天线效率 η 为

$$\eta = \frac{W}{W_0}, \tag{8.13}$$

它表征天线物质对无线电辐射的损耗程度.

无线电工程中常用增益系数 $G(\theta, \varphi)$ 来综合描述 $D(\theta, \varphi)$ 和 η，它定义为

$$G(\theta, \varphi) = D(\theta, \varphi) \cdot \eta. \tag{8.14}$$

显然增益系数 $G(\theta, \varphi)$ 亦是方向的函数. 习惯上往往称增益系数的最大值 $G_0(\theta, \varphi) = D_0 \cdot \eta$ 为天线增益，用它来定量描述天线的方向特性.

（四）有效面积

对于接收天线，更多地用有效面积来描述天线的方向特性，由它可以方便地计算天线的接收功率.

天线有效面积 A 是这样定义的：一个能全部吸收电磁波能量的平面，当它垂直于电磁波传播方向放置而接收到的功率在数值上等于实际天线所接收的功率时，我们定义这个平面的面积为天线的有效面积.

天线对不同方向来的辐射有不同的接收能力，所以天线有效面积是方向的函数，记为 $A(\theta, \varphi)$. 显然，在方向图最大值的方向，有效面积也达到最大值 A_0，有时便将"最大有效面积"简称为"有效面积"，并把它作为衡量天线方向性能的指标.

显然，当考虑天线有效面积作为方向的函数时，有

$$A(\theta, \varphi) = A_0 \cdot P(\theta, \varphi). \tag{8.15}$$

对于面天线（例如抛物面天线），最大有效面积 A_0 不可能超过天线口径的几何面积 A_p，即 $A_0 \leqslant A_p$，比值

$$\eta_{ap} = \frac{A_0}{A_p} \tag{8.16}$$

称为天线口径效率，或称为表面利用系数. $\eta_{ap} \leqslant 1$.

注意：口径效率与方向图效率是不同的概念. 口径效率是在

最大接收方向上天线口径面积的利用程度，反映了这一个方向上的接收能力；而方向图效率却是指主瓣立体角在整个方向图立体角中所占的比例，它因方向图的形状而异。通常抛物面天线的口径效率越高，天线方向图的主瓣就越尖锐，方向性亦越强，但此刻旁瓣也越宽，因而方向图效率反而减低。

从以上的定义我们可以看到，功率方向图 $P(\theta, \varphi)$，方向图立体角 Ω_A，方向系数 D_0，有效面积 A_0 都是反映天线方向特性的参数，它们从不同角度描述了天线同一个物理特性。根据黑体辐射和热动平衡原理可以得到它们相互间的关系：

$$\Omega_A = \frac{4\pi}{D_0}, \tag{8.17}$$

$$A_0\Omega_A = \lambda^2, \tag{8.18}$$

或

$$\iint_{4\pi} A(\theta, \varphi) \cdot d\Omega = \lambda^2, \tag{8.19}$$

$$A_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_0. \tag{8.20}$$

式中 λ 为波长。

二、天线参数对接收功率的影响

（一）观测流量

根据§8.1对天体亮度 $B(\theta, \varphi)$ 和流量 S 的定义，考虑在接收地点，接收面积为 A_p，它所接收到的来自 (θ, φ) 方向 $d\Omega$ 立体角内 df 频率间隔内亮度为 $B(\theta, \varphi)$ 的天体的辐射功率应为

$$dW = A_p\cos\theta \cdot B(\theta, \varphi) \cdot d\Omega \cdot df. \tag{8.21}$$

在这里并没有对接收面积加以任何特殊的规定。但当用天线来接收天体的辐射时，在 (θ, φ) 方向上天线的实际接收面积应为有效面积 $A(\theta, \varphi)$。这时天线接收到的、来自 (θ, φ) 方向 $d\Omega$ 立体角内 df 频率间隔内的功率应为

$$dW = A(\theta, \varphi) \cdot B(\theta, \varphi) \cdot d\Omega \cdot df. \tag{8.22}$$

这里用有效面积代替了 $A\cdot\cos\theta$ 的接收面积。因此，天线从整个源所接收到的 Δf 频带内的功率为

$$W=\iint_{\Delta f}\iint_{\Omega}A(\theta,\varphi)\cdot B(\theta,\varphi)\cdot d\Omega\cdot df. \tag{8.23}$$

若假定辐射在 Δf 频带内是均匀的，则式(8.23)可写为

$$W=A_0\cdot\Delta f\iint_{\Omega}P(\theta,\varphi)\cdot B(\theta,\varphi)\cdot d\Omega \tag{8.24}$$

绝大多数天线具有线偏振特性，当它接收任意偏振波时，只有与天线偏振方向一致的线偏振分量才能为天线所感应而输送给接收机，对于与其相垂直的线偏振分量，天线没有感应，因此天线实际接收功率只是天体辐射总功率的一半，式(8.24)应写为

$$W=\frac{1}{2}A_0\cdot\Delta f\iint_{\Omega}B(\theta,\varphi)\cdot P(\theta,\varphi)\cdot d\Omega, \tag{8.25}$$

若记

$$S_0=\iint_{\Omega}B(\theta,\varphi)\cdot P(\theta,\varphi)\cdot d\Omega, \tag{8.26}$$

则式(8.25)为

$$W=\frac{1}{2}A_0\cdot\Delta f\cdot S_0. \tag{8.27}$$

由式(8.27)可以看出 S_0 的物理意义：由线偏振天线的单位有效面积所接收到的、在单位频率间隔内的辐射功率。S_0 与式(8.1)定义的流量 S 有相同的量纲，称为观测流量密度。由于 $P\leqslant 1$，所以 $S_0\leqslant S$。式(8.1)中的 S 是仅仅由辐射源本身的总辐射强度决定的量，而式(8.26)中的 S_0 是由天线从辐射源接收到的功率决定的，它不单与辐射强度有关还与方向图有关。通常射电望远镜观测到的是 S_0，而不能直接测量出 S 来。

如果源的立体角与天线主瓣比起来足够小，因而在源的范围内 $P\approx 1$（假定天线主瓣对准源），则此时观测流量就等于真实的流量，即

$$S_0=\iint_{\Omega}B\cdot P\cdot d\Omega\approx\iint_{\Omega}B\cdot d\Omega=S \tag{8.28}$$

如果源远大于天线主瓣立体角，以致在主瓣内源的亮度可以看作常数，从观测流量密度为

$$S_0 \approx B \cdot \iint_{\Omega} P d\Omega = B \cdot \Omega_M, \tag{8.29}$$

式中 Ω_M 为天线主瓣立体角。

(二) 天线温度

同§8.1中引入亮温度 T_b 作为亮度 B 的"代表"一样，用一些特殊的规定也可以把天线所接收到的功率用温度来表示。

首先，我们假定天线是一个理想的无损耗天线。根据尼奎斯定理：匹配条件下的无源网络，在其输出端表现为一个噪声源，其功率为 $W = kT\Delta f$。T 为网络所处环境温度；k 为玻尔兹曼常数，Δf 为频宽。现在，如果由理想无损耗天线接收到的功率为 W_{a0}，应用尼奎斯定理，我们可用环境温度为 T_{a0} 的无源网络输出的热噪声功率来等价。这样我们就引入了"天线温度 T_{a0}"：

$$T_{a0} = \frac{W_{a0}}{k\Delta f}. \tag{8.30}$$

显然天线温度 T_{a0} 纯粹是 W_{a0} 的一种特殊表达形式，不具有内在的物理意义。

前面已经指出，实际的天线都是有损耗的。有耗天线从空间接收到的功率并不等于接收机输入处的功率。尽管有耗天线和无耗天线可从太空接收到相同的功率，但它们传输给接收机的功率却不等。因此天线温度 T_{a0} 仅代表有耗天线从空间接收到的功率，而不能作为有耗天线传输给接收机的功率的表征。关于天线耗损对天线温度的影响，我们将在§8.4中进一步讨论。

考虑到(8.27)和(8.30)式，我们可得

$$S_0 = \frac{2kT_{a0}}{A_0}, \tag{8.31}$$

又由于式(8.26)和式(8.3)，可得到

$$S_0 = \iint_{\Omega} B(\theta, \varphi) \cdot P(\theta, \varphi) d\Omega$$

$$= \frac{2k}{\lambda^2} \iint_{\Omega} T_b(\theta, \varphi) \cdot P(\theta, \varphi) d\Omega. \tag{8.32}$$

将式(8.31)代入式(8.32)得

$$T_{a0} = \frac{A_0}{\lambda^2} \iint T_b(\theta, \varphi) \cdot P(\theta, \varphi) d\Omega. \tag{8.33}$$

将式(8.18)和(8.20)代入上式可得天线温度用 Ω_A 和 D_0 表达的式子：

$$T_{a0} = \frac{1}{\Omega_A} \iint_{\Omega} T_b(\theta, \varphi) \cdot P(\theta, \varphi) d\Omega, \tag{8.34}$$

$$T_{a0} = \frac{D_0}{4\pi} \iint_{\Omega} T_b(\theta, \varphi) \cdot P(\theta, \varphi) d\Omega. \tag{8.35}$$

式(8.33),(8.34),(8.35)确立了天线温度与天区亮温度间的关系。天线温度是由天区亮温度及天线方向图决定的，方向图在这儿起了“加权”的作用，各个方向天区亮温度对天线温度的贡献与方向图成比例。因此，显然可得出这样的结论：天线温度主要由天线主瓣所对准的天区的亮温度决定。

三、天线的平滑作用

为简单起见，这里仅讨论一维情况下的天线平滑作用（这并不影响其基本原理的普遍适用性）。

对于一维天线，其天线温度由(8.33)式为

$$T_{a0} \propto \int_{\varphi} T_b(\varphi) \cdot P(\varphi) \cdot d\varphi. \tag{8.36}$$

当天线方向瓣轴线指向 φ_0 方向时（如图 8.8 所示），若在 β 处有一点源，其亮温度为 $T_b(\beta)$。这时天线温度 $T_{a0}(\varphi_0)$ 为

$$T_{a0}(\varphi_0) \propto P(\varphi_0 - \beta) \cdot T_b(\beta). \tag{8.37}$$

若辐射源不是点源而是面源，则有

$$T_{a0}(\varphi_0) \propto \int_{\beta} P(\varphi_0 - \beta) T_b(\beta) d\beta. \tag{8.38}$$

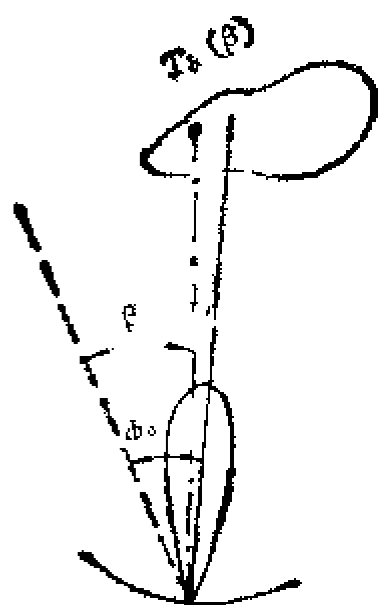


图 8.8 天线的平滑作用

当天线是个各向同性天线时，由式（8.39）可看出天线温度 $T_{a0}(\varphi_0)$ 是沿 β 变化的亮温度 $T_b(\beta)$ 的积分值．当天线指向取 φ_0，φ_1，φ_2，···等值，亦即天线扫过辐射源时，天线温度 $T_{a0}(\varphi)$ 始终为同一值，反映不出亮温度 T_b 随空间尺度变化的特性．

当天线是个方向性天线时，由式(8.38)可看出，$T_{a0}(\varphi_0)$ 表示了在 φ_0 方向上 $T_b(\beta)$ 被方向图加权平均的结果．由于方向图在 φ_0 方向达到极大值，显然，这时天线方向图给予亮温度 $T_b(\varphi_0)$ 的权重最大．方向图越尖锐，$T_b(\varphi_0)$ 对于 $T_{a0}(\varphi_0)$ 的贡献也就越大．

当天线指向为 φ_0，φ_1，φ_2······，亦即方向天线扫过辐射源时，可得一系列天线温度：$T_{a0}(\varphi_0)$，$T_{a0}(\varphi_1)$，$T_{a0}(\varphi_2)$······．显然，它们相应地反映出 $T_b(\varphi_0)$，$T_b(\varphi_1)$，$T_b(\varphi_2)$······等的贡献．值得注意的是，$T_{a0}(\varphi)$ 并不是由 $T_b(\varphi)$ 唯一决定的，在 $T_{a0}(\varphi)$ 中还有 $P(\varphi)$ 的加权影响．所以，定向天线扫过辐射源时，由于方向图的影响，天线温度 $T_{a0}(\varphi)$ 只能大致反映出 $T_b(\varphi)$ 在空间尺度上的变化，$T_b(\varphi)$ 随 φ 变化的一些“细节”由于方向图的加权作用而被平滑掉了．显然方向图越尖锐，被平滑掉的细节越少．

我们亦可用数学分析式来表达这个平滑作用．式(8.38)可写

为

$$T_{a0}(\varphi_0) = k \cdot \int_\beta P(\varphi_0 - \beta) \cdot T_b(\beta) \cdot d\beta,$$

k 为比例常数。为使下面的讨论清楚起见，假定 $k=1$，则

$$T_{a0}(\varphi_0) = \int_\beta P(\varphi_0 - \beta) \cdot T_b(\beta) \cdot d\beta.$$

为了反映天线扫过辐射源时，天线取任一位置上的情况，把 φ_0 的下标"0"去掉，则

$$T_{a0}(\varphi) = \int_\beta P(\varphi - \beta) \cdot T_b(\beta) \cdot d\beta, \qquad (8.39)$$

式(8.39)是傅里叶分析中典型的卷积式，可记为

$$T_{a0}(\varphi) = P * T_b. \qquad (8.40)$$

根据卷积定理有

$$\bar{T}_{a0}(s) = \bar{P}(s) \cdot \bar{T}_b(s), \qquad (8.41)$$

式(8.41)称为天线平滑方程。这里 $\bar{T}_{a0}(s)$，$\bar{P}(s)$，$\bar{T}_b(s)$ 分别为

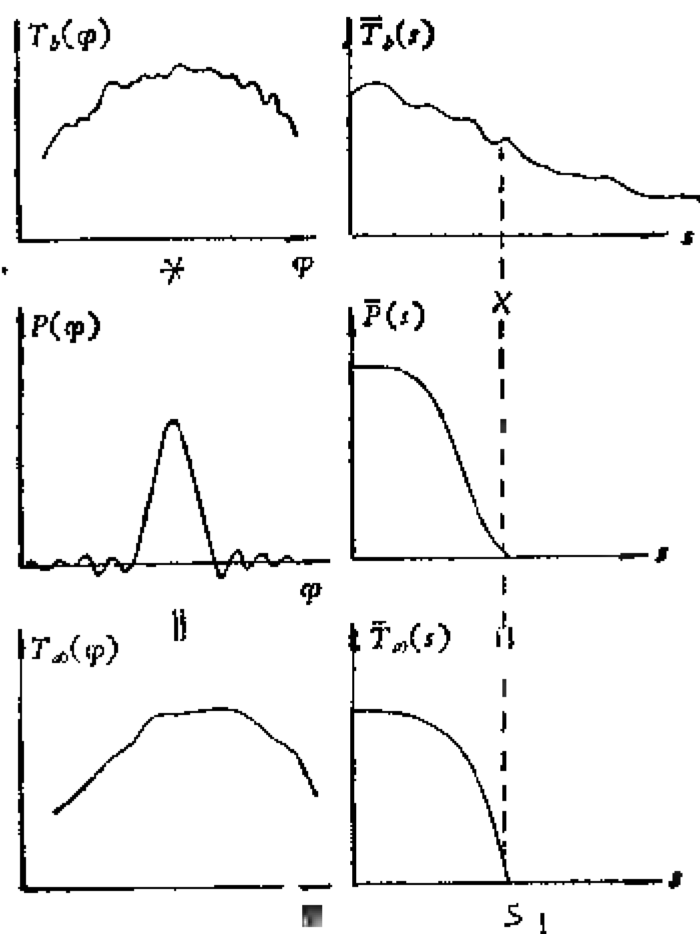


图 8.9 空间滤波作用.

T_{a0}，P，T_b 在空间尺度上的傅里叶变换式，s 为"空间"傅里叶频率。

由天线理论可知，任何天线的 $P(s)$ 都存在一个高频截止频率 s_1，当 $s \to s_1$ 时，$P(s) = 0$，而且天线方向图越尖锐高频截止频率 s_1 越高。在这前提下，则不管 $\bar{T}_b(s)$ 有多丰富的空间高频分量，由于 $P(s)$ 的影响，所得到的 $T_{a0}(s)$ 亦必定有一高频截止频率，并和 $\bar{P}(s)$ 一样在 s_1 处截止(参见图[8 9])。

这样，对应于我们观测到的 $T_{a0}(s)$，$\bar{T}_b(s)$ 可有

$$\bar{T}_b(s) + \sum_k a_k \delta(s - s_k)$$

种分布，其中 a_k 为任意常数，$s_k > s_1$。

这些分布中，前面的低频分量是相同的，而高频分量却可以完全不同，它们相应的源函数(即亮度的空间分布)大致相同而在空间分布的细节上可相差很多。换句话说，方向图 $P(s)$ 相当于一个"空间低通滤波器"，它把亮度T_b空间分布的细节"滤"掉了。显然，方向图越宽，"滤波"作用越明显；方向图越窄，"滤波"作用也越小。在极端情况下，方向图为一根线时，当天线扫过辐射源所得天线温度将真实反映出亮度的空间分布。实际上当然做不到这一点，只能尽可能提高天线的分辨率，来削弱天线的平滑作用。

§8.3 射电望远镜接收机

大部分天体的射电辐射，相对于接收机的频宽而言，都可近似看作"白噪声"，具有均匀连续频谱的特点，且波的振幅和相位随时间的变化是完全无规则随机起伏的(任何两个时刻的值之间都互不相关)。它和匹配电阻在无线电波段辐射的热噪声的性质相类似。其它所有通过射电望远镜接收机在终端设备上有反应的电磁振荡相对于测量来说统称为"干扰"或"噪声"。这些"干扰"或"噪声"主要有如下几方面。

1. 工业干扰

由各种电气设备工作时产生的对接收系统的干扰称为工业干扰。其来源很多，例如发电机、电动机、内燃机的点火系统、气体放电管、电焊机以及各种产生打火电流和漏电电流的电气设备。工业干扰对接收设备作用的途径主要有：干扰源的直接发射；接收天线或接收机本身与干扰源之间有电感耦合或电容耦合；干扰通过公用的电源线路进入接收机。

2. 天电干扰

由于大气中发生的各种电气过程引起对接收系统的干扰。其主要来源是雷电放电、带电的水滴和灰尘的运动等所引起的辐射。

3. 天空背景和地面辐射

天线除了从所对准的射电源接收到辐射以外，还接收天空背景辐射及地面的热辐射。它们除了可从主瓣进来外大都从方向图的旁瓣及后瓣进来。

4. 电台及雷达干扰

各种广播电台、电视台、无线电通讯及遥控设备、雷达等所发射的信号，可直接为天线所接收，亦可通过传输线和各级放大器耦合进接收机来。

5 接收机固有噪声

接收机内部的噪声，主要由电子管、晶体管及电阻等元件产生。接收机内部噪声随着工作频率的增高而增加。在超高频波段，外部干扰（主要指工业干扰）比较小，相应的机内噪声更为突出，它成为超高频接收机必须考虑的严重问题。机内噪声大小是超高频接收机最重要的质量指标之一。

6. 接收机增益起伏

由于电源电压、环境温度的不稳定以及电路元件的变质、老化等使接收设备的各种特性不稳定，其中主要的是增益起伏。增益起伏会使输出记录产生起伏，这种起伏可以掩盖掉微弱的信号变化。

由于大部分外部干扰在超高频波段影响较小，通过选择安装

地点、改善天线方向性能、改进设备的抗干扰能力、传输线与接收机加强屏蔽等手段可使外部干扰进一步被抑制，而接收机内部噪声与增益起伏成了影响射电望远镜灵敏度的关键因素，如何降低其影响，则是射电天文方法要讨论的重要课题。

一、基本工作原理

射电望远镜接收机的基本结构通常是一具超外差式接收机。它接收到的信号通过接收机时，其波形及频谱的演变过程如图8.10所示。

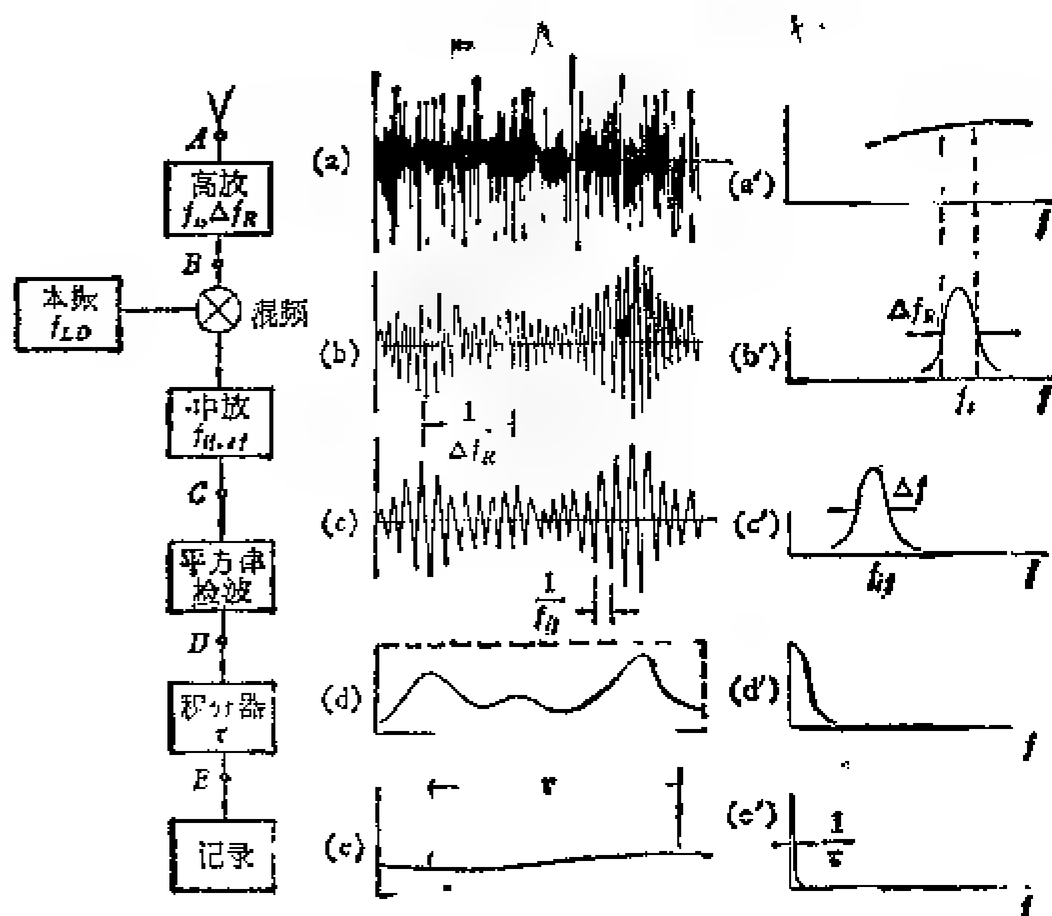


图8.10 天体射电信号经过接收机时，波形和频谱的转换过程.

通常，天线的频带远比接收机的频带宽，因此，高放输入端的信号仍能近似看作白噪声，其波形见图8.10a，频谱见图8.10a′. 若高放的中心频率为 f_s，频宽为 Δf_R，则高放输出的波形及频谱如图8.10b和b′所示，它可近似看作一个频率为 f_s 的正弦波，这个正弦波受到调制频率为 $2\Delta f_R$ 的噪声调制. 当这个信号与频率为 f_{LO}

的本机振荡信号相混频，混频器的输出就变成中频信号．若中频放大器的中心频率为 f_{if}，频宽为 Δf，则中放输出的波形如图8.10c 所示，频谱如图 8.10c′ 所示．平方律检波器将图 c 的负半周削掉，一般平方律检波器输出端都有一个滤波网络，将信号中的中频成分滤掉，滤波后的波形及频谱如图 8.10d 及 d′ 所示．积分器将输入信号在积分时间 τ 内进行平滑，平滑后的波形如图 8.10e 所示，频谱如图 8.10e′ 所示．经过这样的变换后，天体的射电信号才送到记录设备上进行测量．

从上面的分析可以看出，我们接收到的实际上是天体射电辐射中以 f_S 为中心，频宽 Δf 的这一部分信号．我们称 f_S 为射电望远镜的工作频率，Δf 为射电望远镜的频宽．

一般接收机中，各级放大器都做成线性放大器，即每级放大器的输出电压与输入电压成正比，只有平方律检波器，其输出电压与输入电压的平方成正比．这样记录设备记下的输出电压与整个接收机的输入电压的平方成正比．在天线与接收机相匹配的情况下，接收机的输入功率与输入电压平方成正比．因此，记录下来的电压与接收机的输入功率成正比．这样的接收机，我们称为线性接收机．若天线传输给接收机的天体的信号功率为 T_a，记录下来的电压读数值为 r，对于线性接收机便可写出下式：

$$r = p + q \cdot T_a, \qquad (8.42)$$

其中 p, q 为比例系数，由接收机的性能所决定．

二、本机噪声及噪声起伏

射电望远镜是一个无线电接收系统．天线接收的宇宙射电辐射经接收机加以足够的放大，并改变信号形式，去推动终端设备（例如记录仪）工作，由终端设备显示的输出读数就可以测量射电强度（见图 8.1）．但是，这样描述的工作过程，是否只要足够提高接收机的放大量就可以测量到任何微弱的信号了呢？事实不然，就现代无线电技术而言，要满足对放大量的要求是不成问题的．问题在于有各种外界干扰和机内噪声，它们与信号同时被放大而

输出．这样，要在强大的噪声背景上发现信号，这就受到了限制．即使采取措施排除了外界干扰，由于机内噪声无法排除，它最终成为限制射电望远镜灵敏度的主要因素．再进一步讲，若机内噪声强度是固定不变的，原则上讲，只要在测量信号之前先测量单单由噪声引起的输出读数，从有信号以后的输出读数中减去它就可得到相应"纯"信号的读数．采用上述方法后，似乎就可测量到任何微弱的信号了．但实际上噪声是随机起伏的，即噪声强度是在某个平均值上下变动的，这种变化完全是杂乱无章，起伏很快的．因而上述方法中两次测量的输出值只能用平均值来代替，这也就相当于测量有了误差．显然，这误差就限制了能测量的最小射电信号．图 8.11 表示按上述方法得到的输出记录．在时间 t_0 以前单记录噪声，t_0 以后对准射电源进行测量，记录曲线有快速随机起伏．由 t_0 以后的值(注意：只能取平均值)减去 t_0 以前的值（同样，也只能取平均值)，就得到相应于射电信号的输出值．如果射电信号小于噪声的起伏，它就将"淹没"在噪声起伏中而不能被发现．因此，最终限制射电望远镜灵敏度的将是机内噪声的起伏量大小．由于机内噪声起伏的大小直接与机内噪声本身的强度有关，在讨论射电望远镜检测微弱信号的能力时，我们有必要对机内噪声和噪声起伏本身的特征及其在接收过程中的变化加以讨论．

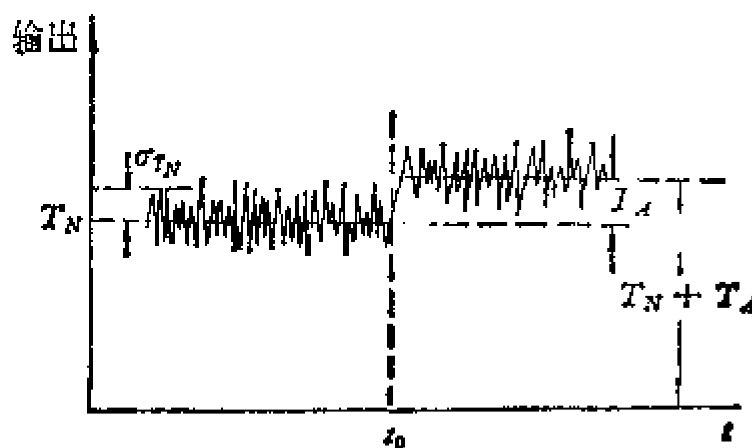


图 8.11　射电望远镜的输出．

(一) 机内噪声

通常，我们用噪声系数 F 来定量表示一个接收、放大设备所产

生的机内噪声大小，它定义为：一个实际接收、放大设备的输出噪声功率与一个理想(无噪声)接收、放大设备的输出噪声功率之比称为一个接收、放大设备的噪声系数(见图 8.12)。显然，它的大小直接反映了机内噪声的大小。按定义，噪声系数 F 总是大于 1 的。极端情况，当 $F=1$ 时，这个设备就是一个理想的无噪声的接收(放大)设备。

和引入天线温度的概念相类似，在射电天文上也常常用温度来表示放大器机内噪声的大小。当接收、放大设备输入端匹配电阻 R_0 处在某个温度 T_N 时所产生的热噪声功率通过理想放大器在输

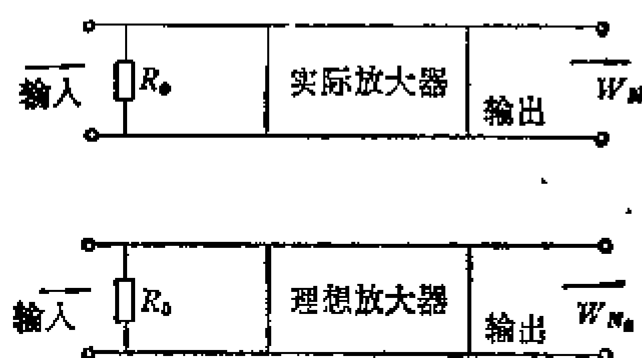


图 8.12

出端所反映出的功率大小和实际放大器机内噪声在输出端所反映出来的噪声功率相等时，我们称温度 T_N 为机内噪声功率的等效噪声温度。显然，T_N 与 F 一样都表示了机内噪声功率的大小，它不具有新的物理含义，它仅不过是机内噪声功率大小的一种特殊表达形式而已。它和噪声系数 F 的关系为

$$T_N=(F-1)T_0. \tag{8.43}$$

若接收、放大设备由若干级组成，各级功率增益与噪声系数分别为 K_{G_1}，K_{G_2}，$\cdots K_{G_n}$；F_1，$F_2\cdots\cdots F_n$。可以证明接收、放大设备总的噪声系数为

$$F=F_1+\frac{F_2-1}{K_{G_1}}+\frac{F_3-1}{K_{G_1}\cdot K_{G_2}}+\cdots\cdots+\frac{F_n-1}{K_{G_{n-1}}!}. \tag{8.44}$$

若用噪声温度表示，则为

$$T_N=T_{N_1}+\frac{T_{N_2}}{K_{G_1}}+\frac{T_{N_3}}{K_{G_1}\cdot K_{G_2}}+\cdots\cdots+\frac{T_{N_n}}{K_{G_{n-1}}!}. \tag{8.45}$$

图 8.13 是一种超外差型接收机. 如果没有高放，第一级是混频器，接收机总的噪声系数为

$$F = F_M + \frac{F_I - 1}{K_M} + \frac{F_D - 1}{K_M \cdot K_I} + \frac{F_\tau - 1}{K_M \cdot K_I \cdot K_D}. \qquad (8.46)$$

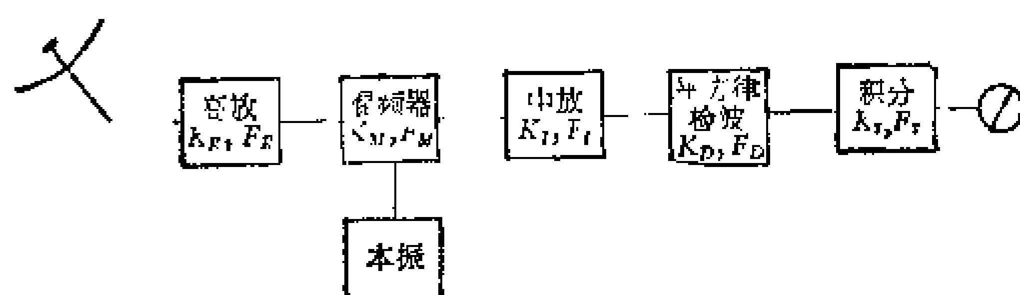


图 8.13

通常混频器的功率增益 K_M 总小于 1，为 10^{-1} 数量级；中放的功率增益为 10^4 数量级；检波效率约为 10^{-1} 数量级. 因而式(8.47)中的后二项均远小于 F_M，

$$\therefore \quad F \approx F_M + \frac{F_I - 1}{K_M}. \qquad (8.47)$$

对于这种接收系统，总机噪声主要决定于前二级. 而且由于 $K_M < 1$，所以 F_I 对 F 的贡献大于 F_M 的贡献，为了降低总机噪声，制造低噪声的中频放大器就成了关键.

若有高放，则高放成为接收机的第一级，这时总机噪声系数 F 为

$$F = F_R + \frac{F_M - 1}{K_R} + \frac{F_I - 1}{K_R \cdot K_M} + \frac{F_D - 1}{K_R \cdot K_M \cdot K_I} + \frac{F_\tau - 1}{K_R \cdot K_M \cdot K_I \cdot K_\tau}. \qquad (8.48)$$

同样理由，式(8.48)中后两项可忽略，于是有

$$F \approx F_R + \frac{F_M - 1}{K_R} + \frac{F_I - 1}{K_R \cdot K_M}. \qquad (8.49)$$

由于 K_R 为 10^1—10^2 数量级，一般 $K_R \cdot K_M > 1$，所以式(8.49)中 F_R 对 F 的贡献最大. 对于这种系统，为了降低总机噪声，关键是

制造低噪声的高放。

（二）噪声起伏

前面已提及机内噪声大小并不直接影响射电望远镜检测微弱信号的能力（见图8.11），最终的限制由机内噪声起伏量的大小所决定。设机内噪声大小为 T_N，其噪声起伏量则可用机内噪声的中误差 σ_{T_N} 来定量表示。当天线传输给接收机的信号功率 T_A 大于 σ_{T_N} 时，在记录设备上可以从机内噪声背景上辨认出这个信号（见图8.11）。反之，当 T_A 小于 σ_{T_N} 时，则 T_A 就辨认不出来。若我们定义接收机能检测的最小信号 $(T_A)_{min}$ 为它的灵敏度，则

$$(T_A)_{min} = \sigma_{TN}. \tag{8.50}$$

由噪声理论知道，一具接收机，其机内噪声为 T_N，带宽为 Δf，积分时间为 τ 时，它的机内噪声起伏为

$$\sigma_{T_N} = \frac{T_N}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}. \tag{8.51}$$

则接收机的灵敏度为

$$(T_A)_{min} = \frac{T_N}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}. \tag{8.52}$$

$(T_A)_{min}$ 或 σ_{T_N} 的数值越小，一般就说接收机的灵敏度愈"高"或愈"好"；反之，这个数值越大，则说它的灵敏度愈"低"或愈"差"。

作为射电天文观测，除了要求发现微弱射电源外，还需要观测辐射强度的变化，即测出天线温度 T_A 的变化 ΔT_A。根据噪声叠

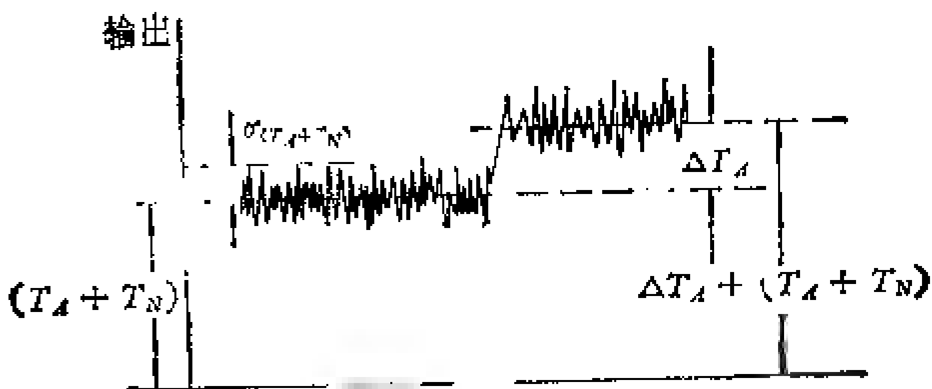


图 8.14 接收机检测最小信号变化的能力.

加原理，接收机输出功率的平均值正比于天线温度与接收机噪声温度之和（T_A+T_N），见图8.14．噪声起伏的中误差为

$$\sigma_{(T_N+T_A)}=\frac{T_A+T_N}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}, \qquad (8.53)$$

与上述同样道理，接收机检测最小信号变化的能力（即灵敏度）为

$$(\Delta T_A)_{\min}=\frac{T_A+T_N}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}. \qquad (8.54)$$

在更一般的情形下，我们用接收机系统噪声温度 T_{sys} 来代替（T_A+T_N）．T_{sys} 表示所有实际进入接收机的噪声在接收机输入端的等效噪声温度．于是，接收机灵敏度更一般的表达式为

$$(\Delta T_A)_{\min}=\frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}. \qquad (8.55)$$

三、接收机的基本类型

随着射电天文技术方法的发展，出现了各种类型的射电天文接收机，但就其基本结构来讲，主要有补偿型、调制型、相关型三类，各类射电天文接收机都是在其基础上的派生和发展．

（一）补偿型接收机

利用图8.13的装置进行射电信号强度测量时，设接收机输入端天线温度为 T_A，接收机噪声温度为 T_N，当天线没有对准源时，输出读数为 GT_N，G 为与接收机增益成比例的常数．一般 T_N 很大，所以输出端必须接一个量程很大的记录仪表才能记录下来．当天线对准源后，输出读数变为 $G(T_N+T_A)$，增加 GT_A，通常 $T_A\ll T_N$，在大量程记录仪表上反映微小增量 GT_A 是很困难的，有时甚至根本反映不出来（这里不考虑接收机输出的噪声起伏，而是指能使一个记录仪表或任何电表指针发生偏转的最小信号，量程越大的电表所能指示的最小信号也越大）．例如，若一个接收机的 $T_N=1000$K，$\Delta f=20$ 兆赫，$\tau=5$ 秒，则 $\sqrt{\Delta f\cdot\tau}=$

10^4，其噪声起伏的极限灵敏度 $(T_A)_{min} = \frac{1000\,K}{10^4} = 0.1K$. 从噪声起伏的限制来说，对于 $T_A = 1K$ 的天线信号是应该可以测量出来的了. 但是假设 $GT_N = 50$ 毫伏，我们就需要用一个量程为 100 毫伏的记录仪表来记录，这时的天线信号输出 $GT_A = 0.05$ 毫伏，仅为记录仪量程的 $\frac{1}{2000}$，一般的记录仪表是无法反映的.

为了读出小信号，就必须使用小量程的记录仪表. 这就需要事先设法把接收机输出中的 GT_N 部分补偿掉，以免超出记录仪表的量程. 比如，在上面的例子中，在记录仪表前加一个（−50 毫伏）的直流电压，然后用一个量程 1 毫伏的记录仪表，就能反映出被测的 0.05 毫伏的信号了. 这样的测量装置称为补偿法接收机，只要在图 8.13 接收机中的记录仪前加一个补偿器就行了，图 8.15 示出这种接收机的基本结构.

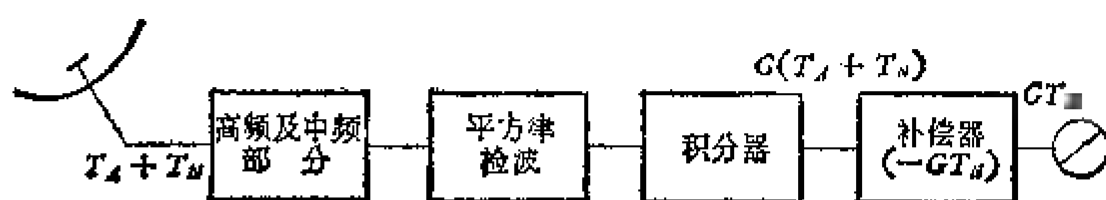


图 8.15 补偿法接收机.

图 8.16 是一个简单的补偿电路. 记录仪的输入信号为积分器的输出信号 $G(T_N + T_A)$ 与一个直流信号 $E \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ 之差，调节 R_1 使 $E\frac{R_2}{R_1 + R_2} = GT_N$（即在无天线信号时，使记录仪表指示到零），这样就能补偿掉 GT_N，使加到记录仪表上的信号仅为

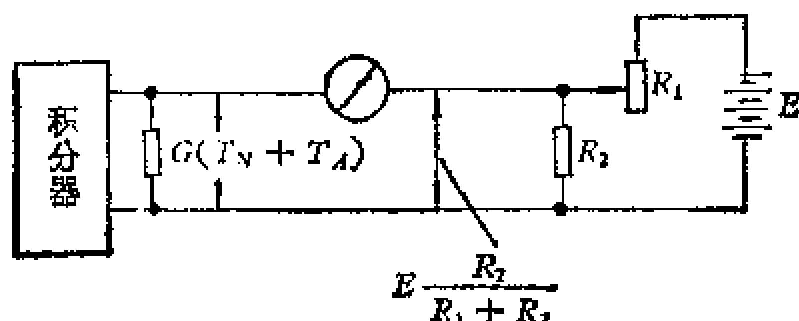


图 8.16 一个简单的补偿电路.

GT_A 而与 GT_N 无关。

显然，这样的补偿只是把机内噪声的输出平均值抵消掉，噪声的随机起伏并没有受到影响，仍然被记录仪表所记录。因此，虽然记录仪表读数平均值为 GT_A，但其起伏的均方差仍为 $\frac{T_N+T_A}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}$ 而并不是 $\frac{T_A}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}$。这样的补偿实质上只是把记录仪表的零点移上 GT_N，如图 8.17 所示。由噪声起伏所决定的接收机的灵敏度仍应按照式(8.54)计算。

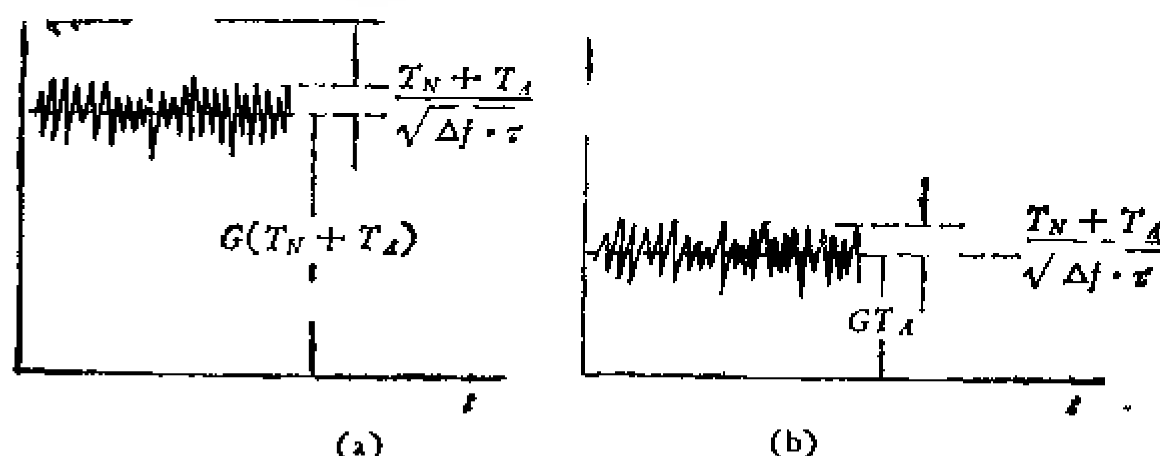


图 8.17 a. 未加补偿时的记录； b. 补偿后的记录。

(二) 调制型接收机

前面讨论了由于有噪声起伏而限制了接收机的灵敏度。但在实际工作中，由于接收机增益不稳定而引起的输出读数变化也具有随机特性，不过它的频率比随机噪声起伏要低得多，通常在几十赫以下。这种增益起伏也会限制接收机的灵敏度。在补偿型接收机中没有考虑这个问题。若在观测过程中接收机不稳定，增益由 G 变为 $G+\Delta G$，则接收机输出由 $G(T_N+T_A)$ 变为 $(G+\Delta G)(T_N+T_A)=G\left(1+\frac{\Delta G}{G}\right)(T_N+T_A)$，输出记录读数的增量为 $\frac{\Delta G}{G}(T_N+T_A)$；在用直流补偿掉 GT_N 以后，输出由 GT_A

变为 $G\left[T_A+\frac{\Delta G}{G}(T_A+T_N)\right]$，记录的增量也为 $\frac{\Delta G}{G}(T_N+T_A)$. 在图 8.13，图 8.15 的接收机中，这个增量与天线信号本身的变化 ΔT_A 是分不开的. 因此，增益的变化将影响其灵敏度. 例如前面例子中的接收机 $T_N=1000$K，$\Delta f=20$ 兆赫，$\tau=5$ 秒. 由噪声起伏所决定的灵敏度为 0.1K，如果 G 相对变化了 $\frac{1}{1000}$，则 $\frac{\Delta G}{G}\cdot T_N=\frac{T_N}{1000}=1$K，即由增益变化引起的输出读数的增加比由噪声起伏限制的最小可测信号还可大一个量级，这就使得增益起伏成为实际限制灵敏度的主要因素.

为了克服增益起伏的影响，发展了调制型接收机. 最基本、应用最广泛的一种是 Dicke 开关型调制接收机，见图 8.18. 它的基

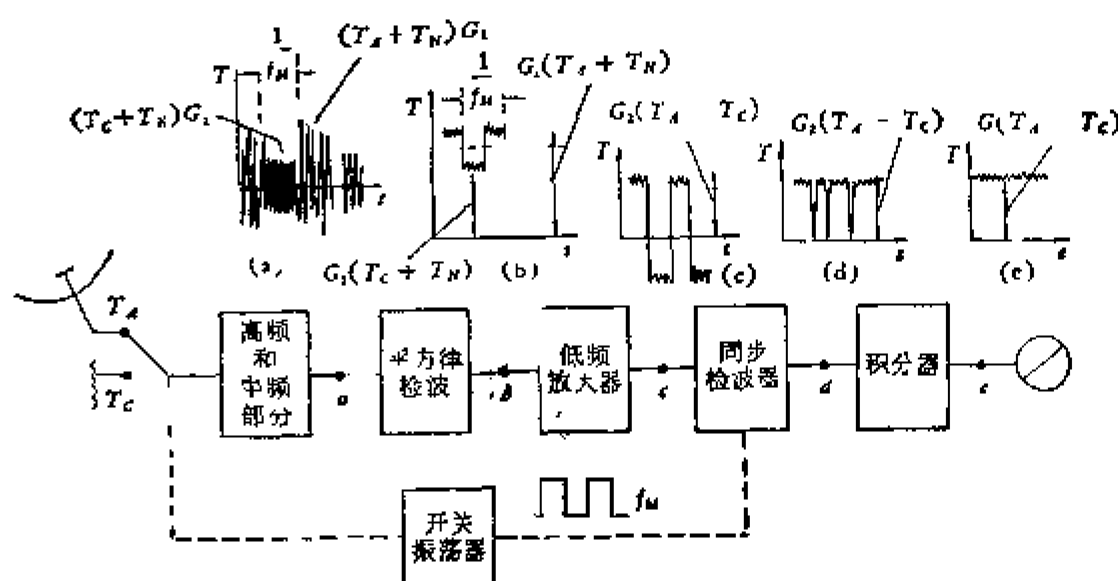


图 8.18 Dicke 开关型接收机.

本结构与图 8.13 相比，主要是在接收机输入端加了一个调制开关和一个有恒定信号输出的比较源. 接收机以开关频率 f_M 时而接通天线，时而接通比较源. 在调制周期的半个周期内接收机接通天线，接收机的输入信号为 (T_A+T_N)；在另半个周期内，接收机接通比较源，接收机输入信号为 (T_C+T_N)，这样平方律检波器输入端的高频信号就是一个矩形调幅波. 只要选择调制频率 f_M 高于增益起伏频率(一般 f_M 大于几十赫就能满足)，则在调制周期

的正半周和负半周内，接收机增益可认为不变，这时接收机 a 点处的波形如图 8.18(a) 所示，检波后的电流如图 8.18(b) 所示。直流成分为 $\left(T_N+\frac{T_A+T_C}{2}\right)$，交流成分的幅度为 $\frac{T_A-T_C}{2}$。宽频带低频放大器选择检波输出的交流成分——矩形波分量加以放大，但放大后的信号幅度仍与 $\frac{T_A-T_C}{2}$ 成比例［见图 8.18(c)］。此信号再通过检波、积分后，在一个调制周期内接收机的输出为 $G(T_A-T_C)$，G 为整个接收机的总增益。

当增益由 G 变为 $(G+\Delta G)$ 时，开关接收机的输出读数就由 $G(T_A-T_C)$ 变为 $(G+\Delta G)(T_A-T_C)=G\left(1+\frac{\Delta G}{G}\right)(T_A-T_C)$，由增益起伏引起的增量为 $\frac{\Delta G}{G}(T_A-T_C)$，而在补偿法中由增益起伏引起的增量为 $\frac{\Delta G}{G}(T_N+T_A)$，一般 $(T_A-T_C)\ll(T_N+T_A)$，所以在调制法接收机中，输出读数受增益起伏的影响要小得多。特别是当选择比较源的信号 T_C 接近天线温度 T_A 时，增益起伏就可以忽略不计了。

可以证明，这样的开关型接收机，其噪声起伏所决定的灵敏度为

$$(\Delta T_A)_{min}=2\cdot\frac{T_N+\frac{1}{2}(T_A+T_C)}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}. \qquad (8.56)$$

当 $T_N\gg T_A$，T_C 时，(8.56)式可写为

$$(\Delta T_A)_{min}\approx 2\,\frac{T_N}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}, \qquad (8.57)$$

当 $T_A\approx T_C$ 时，

$$(\Delta T_A)_{min}\approx 2\cdot\frac{T_N+T_A}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}. \qquad (8.58)$$

比较(8.55)，(8.57)，(8.58)三式可以看出，调制型接收机虽然克服了补偿法接收机增益起伏的影响，但付出的代价是噪声起伏的灵

敏度比补偿法接收机下降一倍。这是因为在调制型接收机里，天线信号只有在一半时间里进入接收机，也就是说天线收集的射电辐射能量只有一半被利用。同时，接收机的内部噪声却始终存在，并且主要由它决定了输出噪声起伏的大小。

（三）相关法接收机

一般的调制型接收机由于不能充分利用天线接收到的信号，并且调制开关的接入增加了天线到接收机之间的信号损耗，所以虽然它能克服补偿法的主要缺点——受增益起伏影响，但灵敏度仍不够理想。近年来射电天文接收机越来越多地采用了相关型接收机，它不仅能大大削弱增益起伏的影响，而且比调制法有更好的灵敏度。它的原理见图 8.19。

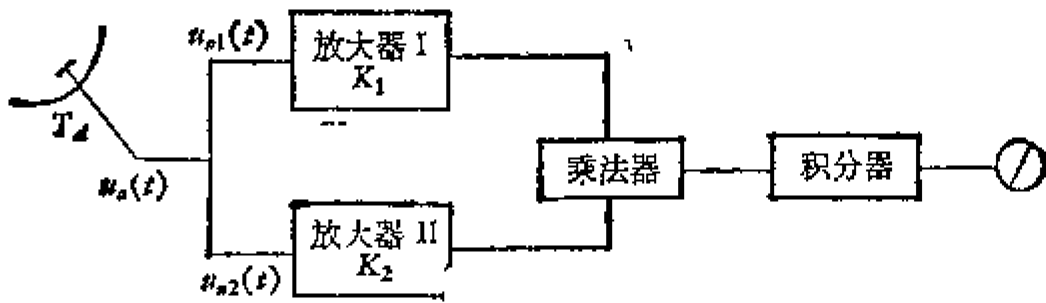


图 8.19　相关型接收机原理图.

图中两个放大器相应于图 8.13 中检波器前面的部分。乘法器亦称相关器，它的输出信号等于两个输入信号的乘积。

在这种接收机中，天线接收的功率 $kT_A\Delta f$ 被分成两路送入两个放大器，每一路的信号功率为 $\frac{1}{2}(kT_A\Delta f)$。因此，若天线终端信号电压为 $u_a(t)$，则加到每一路的信号电压为 $\frac{u_a(t)}{\sqrt{2}}$，这里 $T_A\propto \overline{u_a^2(t)}$（即 $u_a^2(t)$ 在无限长时间内的平均值）。若放大器的机内噪声等效到放大器输入端的电压瞬时值，分别为 $u_{n_1}(t)$ 和 $u_{n_2}(t)$，则 $T_{N_1}\propto \overline{u_{n_1}^2(t)}$，$T_{N_2}\propto \overline{u_{n_2}^2(t)}$。
这时两个放大器的输入电压为

$$\frac{u_s(t)}{\sqrt{2}}+u_{n_1}(t),$$

$$\frac{u_s(t)}{\sqrt{2}}+u_{n_2}(t).$$

设两个放大器的电压放大系数平均值为 K_1，K_2，电压增益起伏的瞬时值为 $\Delta K_1(t)$，$\Delta K_2(t)$，记 $m_1(t)=\frac{\Delta K_1(t)}{K_1}$，$m_2(t)=\frac{\Delta K_2(t)}{K_2}$ 为电压增益的相对起伏。由于增益起伏量一般都比较小，所以 $m_1(t)$，$m_2(t)$ 为小量。若两个放大器完全对称，则

$$T_{N_1}=T_{N_2}=T_N,$$

$$m_1(t)=m_2(t)=m(t),$$

$K^2=G$（G 为功率增益系数）。

显然 $\frac{\Delta G}{G}=\frac{2\Delta K}{K}=2m$.

考虑到增益起伏不象噪声起伏那么快(前者为几十赫，而后者为兆赫以上)，所以在有限长的积分时间内平均后增益起伏依然存在。作一些必要的近似后，不难看出相关型接收机的输出为

$$G(1+2m)\frac{T_A}{2}=G\left(1+\frac{\Delta G}{G}\right)\cdot\frac{T_A}{2}. \tag{8.59}$$

由于增益起伏引起的接收机输出起伏为 $\frac{\Delta G}{G}\cdot\frac{T_A}{2}$，可见在相关法接收机中，增益起伏的影响比补偿法时的 $\left[\frac{\Delta G}{G}(T_A+T_N)\right]$ 小得多.

用类似的方法，我们可以导出由噪声起伏决定的相关型接收机的灵敏度为

$$(\Delta T_A)_{min}=\frac{\sqrt{2}\cdot\sqrt{\frac{T_A^2}{2}+T_AT_N+T_N^2}}{\sqrt{\Delta f\cdot\tau}}, \tag{8.60}$$

而补偿法接收机灵敏度为

$$(\Delta T_A)_{min} = \frac{T_A + T_N}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}, \tag{8.54}$$

调制法接收机灵敏度为

$$(\Delta T_A)_{min} = 2 \cdot \frac{T_N + \frac{T_A + T_c}{2}}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}. \tag{8.56}$$

当 $T_N \gg T_A$ 时，

补偿法的灵敏度由式(8.55)为

$$(\Delta T_A)_{min} = \frac{T_N}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}, \tag{8.61}$$

相关法的灵敏度由式(8.56)为

$$(\Delta T_A)_{min} = \sqrt{2} \cdot \frac{T_N}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}, \tag{8.62}$$

调制法的灵敏度为

$$(\Delta T_A)_{min} = 2 \cdot \frac{T_N}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}. \tag{8.57}$$

可见在 $T_N \gg T_A$ 情况下，相关型接收机的灵敏度将优于调制法而比补偿法差.

§8.4　射电辐射强度的测量

一、基本公式

测定天体的射电辐射亮度 B 或亮温度 T_b 称为天体射电辐射强度的测量. 在实际观测中我们测得的是接收机输出读数 r，怎样由 r 来得到 B 或 T_b 呢?

在§8.2中我们已经知道天线接收到的射电辐射功率 T_{a0} 与天体射电辐射亮温度 T_b 间满足下面关系式:

$$T_{a0} = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} T_b(\theta, \varphi) \cdot D(\theta, \varphi) d\Omega, \tag{8.35'}$$

其中 $D(\theta, \varphi)$ 为天线的方向系数.

由于无线电辐射经天线后有损耗，天线接收到的射电信号不能全部传送给接收机.设天线效率为 η，则天线传送给接收机的天体射电信号为 ηT_{a0}. 同时，既然天线对射电辐射是有损耗的，它吸收辐射必然又能相应地发出辐射，以保持热力学平衡. 于是天线物质发出的辐射必然会有一部分为接收机所接收，接收机实际输入功率为这两部分之和. 即接收机实际输入功率为

$$kT_a\Delta f = \eta \cdot kT_{a0}\Delta f + kT_{aN}\Delta f,$$

$$T_a = \eta T_{a0} + T_{aN}. \tag{8.63}$$

为了求得 T_{aN}，我们将天线连同其匹配负载一起置于一个具有均匀温度 T_0 的黑体腔中，如图 8.20 所示. 在热动平衡时，天线、负

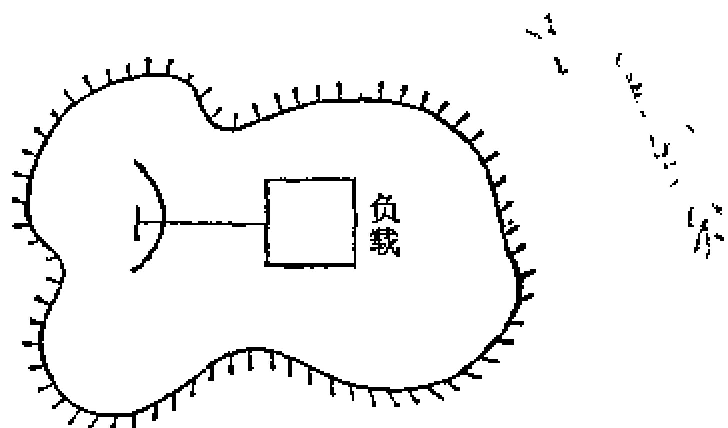


图 8.20　天线处于温度为 T_0 的黑体腔中.

载均处在温度 T_0，按照 (8.63)式，此时负载通过天线从黑体腔吸收的功率为

$$W' = \eta \cdot kT_{a0}\Delta f + kT_{aN}\Delta f$$

$$= k\Delta f(\eta T_{a0} + T_{aN}). \tag{8.64}$$

不难看出,天线为黑体腔包围时,其天线温度 $T_{a0} = T_0$，而负载向天线输出的热噪声功率 W'' 为

$$W'' = kT_0\Delta f. \tag{8.65}$$

由于整个系统处于热动平衡,应有 $W' = W''$，即

$$k\Delta f(\eta T_{a0} + T_{aN}) = kT_0\Delta f,$$

$$\eta T_{a0} + T_{aN} = T_0,$$

$$\eta T_0 + T_{aN} = T_0,$$

$$\therefore \quad T_{aN} = (1-\eta)T_0. \tag{8.66}$$

从物理本质而言，天线本身热噪声是由天线的损耗电阻的热噪声决定的，而与外来辐射无关(当然要假定外来辐射不改变天线的参量，例如不改变天线物质的温度)．因此在上述特例中所得出的天线本身噪声温度表达式(8.66)应该适用于天线的所有工作状况，它仅仅由天线物质的温度 T_0 和天线效率所决定．将式(8.66)代入(8.63)，得

$$T_a = \eta T_{a0} + (1-\eta)T_0,$$

T_a 为天线接收天体射电信号后实际输给接收机的信号，称为“有效天线温度”．

从 §8.3 我们知道，若接收机为线性接收机时，以调制型接收机为例，如果接收机输入功率为 T_a，接收机输出读数为 r，则有

$$r = p + q(T_a - T_c),$$

T_c 为比较源温度；p，q 是与接收机状态有关的两个参数．于是得如下方程组：

$$T_{a0} = \frac{1}{4\pi}\iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)\cdot D(\theta,\varphi)d\Omega, \tag{8.35'}$$

$$T_a = \eta T_{a0} + (1-\eta)T_0, \tag{8.67}$$

$$r = p + q(T_a - T_c). \tag{8.68}$$

若已知接收机参数 p，q，根据式(8.68)，由 r 可求得有效天线温度 T_a；若又知道天线参数 η，D，从式(8.67)，(8.35)′ 可得到天体亮温度 T_b．

对于小角径源，式(8.35)′可简化为

$$T_{a0} = \frac{\Omega_S}{\Omega_A}\overline{T}_b. \tag{8.69}$$

于是不必解积分方程便可很简单地求得天体亮温度的平均值 $\overline{T}_b$．

对于亮度均匀分布的面源，(8.35)′式写为

$$T_{a0} = \frac{T_b}{\Omega_A}\iint_{\Omega_M} p d\Omega = \frac{\Omega_M}{\Omega_A}\cdot\overline{T}_b \approx \overline{T}_b. \tag{8.70}$$

由式(8.70)可直接得到亮温度 T_b.

综上所述，射电强度测量可归结为天线和接收机的参数 D，η，p，q 的确定.

二. 接收机的校准

在接收机输出读数 r 与天线温度的关系式(8.68)中含有二个接收机参数 p，q. 原则上，我们只要用两个功率已知的标准噪声源分别代替天线，作两次测量就可以测出接收机参数 p,q. 由于接收机状态的不稳定性，p，q 可能会经常发生变化，所以这种校准需经常进行. 通常在观测前、后都要进行校准,观测时间较长时在观测过程中每隔一定时间就需校准一次. 因此，校准源及校准方法除了要保证必要的精度外,是否方便宜行也是必须考虑的.

作校准用的校准源,它应当满足下列条件:

1. 是噪声源. 因为天体信号是噪声，校准信号应当与被测信号有同样的噪声特性;
2. 它的频谱能覆盖接收机的工作波段;
3. 有适当的输出功率,即其噪声温度应与被测天线温度接近;
4. 与接收机保持良好的匹配.

超高频波段的校准噪声源主要有三种:

(一) 匹配负载

它是利用加热体或致冷体的热辐射来作为标准噪声源，可通过对终端匹配负载加热或致冷来实现. 加热的匹配负载称为“热源”,致冷的匹配负载称为冷源.

图 8.21 为一种热源的简单示意图. 加热匹配负载一般做成波导的形式,其终端短接，波导里按电场平面方向安置一些吸收片，吸收片做成劈形是为了保证由没有吸收材料的波导向具有吸收材料的波导逐渐过渡，从而达到良好的匹配. 终端负载处于由液体沸点恒温箱所保持的绝对温度 T 中，这个温度也就是噪声源的噪声温度. 用专门的电炉加热，并用安装在负载上和液体中的温度

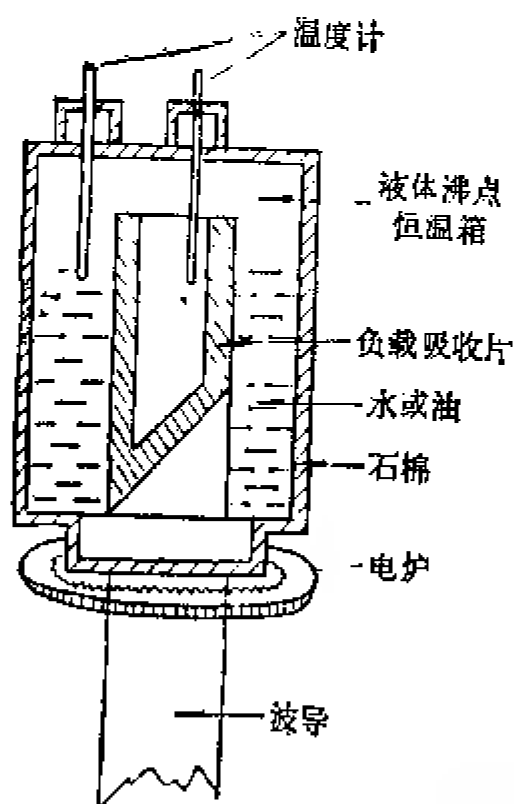


图 8.21 热源.

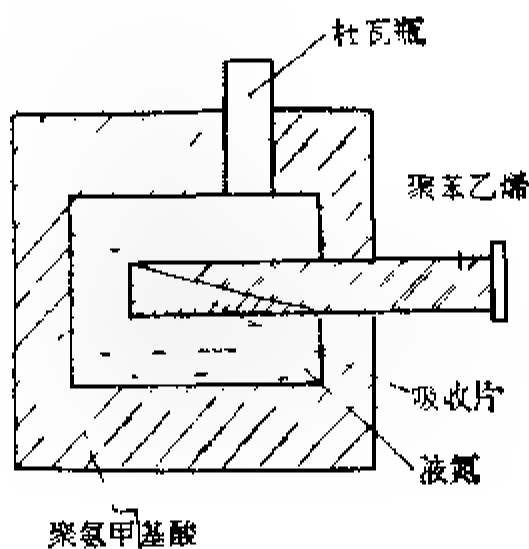


图 8.22 冷源.

计和热电偶来监视负载上的温度. 这种热噪声源的缺点是装置复杂,不能得到很高的噪声温度,且热惯性大,不能很快地改变温度,故它不适于作为经常校正用的标准源. 但是在温度恒定时, 其噪声温度具有很高的精度,因此可作为一级标准的噪声源,用来校正其它的噪声源.

图 8.22 是一种冷源的简单示意图. 终端负载也是由波导内加吸收片构成. 用液氮间接冷却, 用聚氯基甲酸等有机物质进行绝热. 噪声温度一般在 70--80K 范围. 如果用液氦冷却,其最低噪声温度可到 4—5K. 它和热源一样,结构复杂,但噪声温度有很高的精度和稳定性,可作为一级标准的噪声源.

(二) 噪声二极管

在米波段和分米波段,可以采用工作在饱和状态的二极管(电子管)作为标准噪声源. 这种二极管称为噪声二极管,由于阴极发射电子数的随机特性,单位时间内落在板极上的电子数有起伏,故其板极电流在一个平均值上下起伏,具有噪声的性质,因此它可以

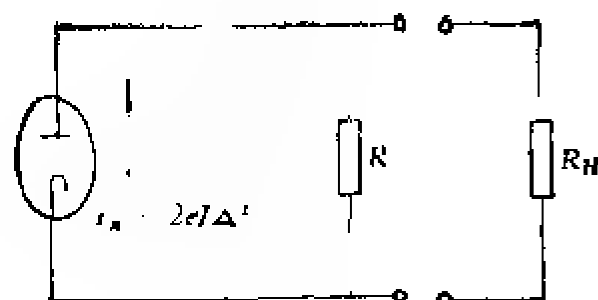


图 8.23 噪声二极管电路.

作为噪声源.

它的原理图见图 8.23. 与二极管并联的电阻 R 为噪声源的输出电阻,它与连接噪声源输出的传输线的特性阻抗相匹配,用它代替天线与接收机相连时,应等于天线的辐射电阻. 图中 R_H 为噪声源的负载,在校正接收机时,为接收机的输入阻抗. 当 R 与 R_H 匹配,即 $R = R_H$ 时,可以证明,噪声源输出的噪声温度 T_G 为

$$T_G = \frac{eIR}{2k} + T_0, \tag{8.71}$$

其中 e 为电子电荷(1.60×10^{-19} 库仑),I 为板极电流的平均值,k 为玻尔兹曼常数,T_0 为电阻 R 所处的室温.

噪声二极管有较强的噪声功率输出,比如,当 $I=50$ 毫安,$R=400\Omega$ 时,$T_G=116000$K,这是一般热负载远不能达到的.

改变加热阴极的灯丝电流值时,其平均板流值则相应改变,由此可实现输出噪声功率的连续可调,使用是很方便的.

由于二极管分布参量的影响,输出功率与计算值有误差,分布参量与电子渡越时间的影响还使它不能适用于短分米波和更短的波长.

(三) 气体放电噪声管

气体放电管是在微波段广泛应用的一种稳定而且均匀的噪声源. 它输出的噪声功率决定于放电管内放电气体的性质和压力,以及放电管的直径. 在很大范围内与频率、放电电流、周围平均温度等无关. 它输出的噪声温度 T_G 近似等于放电管中的电子温度

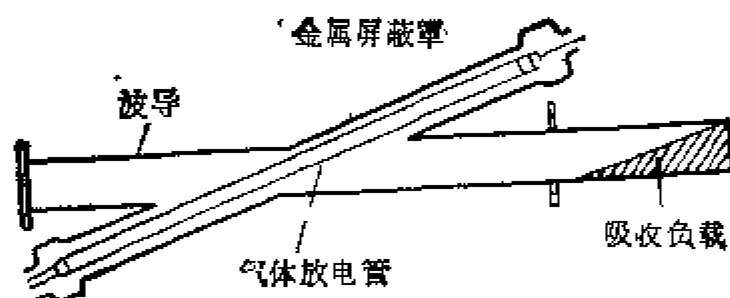


图 8.24 气体放电噪声管.

T_e, 图 8.24 是用放电管作成的噪声源的简图. 结构类似于普通圆筒状日光灯的放电管,以一定倾角插入矩形波导管内,从波导管中伸出的部分用铜罩加以屏蔽. 因为放电管中的气体、放电的等离子体对电磁波有很大的吸收能力, 所以波导放电管实际上是一个良好的终端负载. 而波导纵轴与放电管之间很小的倾角 (一般取 10°), 使得从波导到放电管的电场是逐渐过渡的, 这样可以不需要任何调谐元件而使放电管与波导在很宽的波段内得到良好的匹配.

放电管的噪声温度通常有几万度,难以直接测量. 要得到 T_e 的准确值是比较困难的. 在实测中, 需要在联结放电管与接收机的波导管中接入一个精确的衰减器 (图 8.25), 而将经过衰减的功率与热源相比,即用热源作为一级标准来校准放电管的噪声温度. 因此,放电管只能是二级标准. 用放电管来校准接收机时,亦需用图 8.25 的结构.

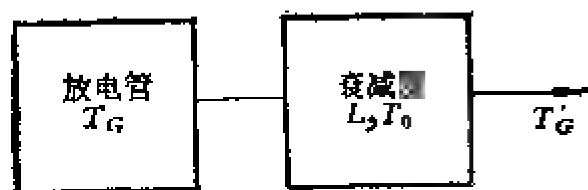


图 8.25 经过衰减器的放电管输出噪声.

设放电管噪声输出为 T_G, 经过衰减器后为 T'_G, 衰减倍数为 L, 衰减器所处的室温为 T_0, 与有耗天线的输出相类似, 根据式 (8.67), 可导出

$$T'_G = \frac{1}{L} T_G + \left(1 - \frac{1}{L}\right) T_0$$

$$= \frac{1}{L}(T_G - T_0) + T_0. \tag{8.72}$$

三、天线的校准

天线参数的测量有两种方法。

（一）无线电工程学中的经典方法

比如两个完全相同的天线对测（一个作发射用，一个作接收用）；或天线的比对测量(即待测天线与一参数已知的标准天线同时接收另一天线发送来的信号，相互进行比对，求得待测天线的参数)等等．这些方法在一般的天线工程书籍中均有讨论，我们就不详述了．这些方法要求在待测天线的远场进行，测量才是有效的．若设天线口径为 d，工作波长为 λ，则远场条件为离待测天线的距离 s 必须满足

$$s \geqslant \frac{2d^2}{\lambda}. \tag{8.73}$$

显然，对于小口径天线，式(8.73)的条件是容易满足的；但对于大天线来讲，式(8.73)所要求的条件就显得很苛刻(它存在着各种限制，如地面影响等)，甚至是不切实际的．比如，对于西德的直径100米的射电望远镜天线，若 $\lambda = 10$ 厘米，则按式(8.73)算出 s 要大于200公里，这个距离在实际测量中是不可能实现的．所以，上述方法只适用于小天线的参数测量．对于大型天线，近年来越来越广泛地采用射电天文学的方法．

（二）利用标准射电源来测量天线参数的射电天文学方法

我们重写方程组：

$$T_{a0} = \frac{1}{4\pi}\iint_{\Omega} T_b(\theta, \varphi) \cdot D(\theta, \varphi) \cdot d\Omega, \tag{8.35'}$$

$$T_a = \eta T_{a0} + (1 - \eta) T_0, \tag{8.67}$$

$$r = p + q(T_a - T_c), \tag{8.68}$$

原则上，我们只要用待测天线来接收亮温度 $T_b(\theta,\varphi)$ 已知的源的射电辐射，解上述方程组就可得到待测天线的参数。

实际测量可以这样进行：先让天线对准源附近的天空，这时天线接收到的是源附近天空背景的辐射。然后将天线对准射电源，这时天线接收到射电源的辐射及源附近天空背景辐射之和。

容易由式(8.67)，(8.68)得二次读数之差为

$$
\begin{aligned}
r_{源+背} - r_{背} &= q(T_{源+背} - T_{背}) \\
&= q \cdot \eta \cdot T_{源}.
\end{aligned} \tag{8.74}
$$

射电源的天线温度 $T_{源}$ 可由式(8.35)′得到

另外，由式(8.36)可得

$$
\begin{aligned}
T_{源A} &= \frac{1}{4\pi}\iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)\cdot D(\theta,\varphi)\cdot d\Omega \\
&= \frac{D_0}{4\pi}\iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)\cdot P(\theta,\varphi)\cdot d\Omega \\
&= \frac{D_0}{4\pi}\frac{\iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)\cdot P(\theta,\varphi)\cdot d\Omega}{\iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)d\Omega} \\
&\quad \cdot \iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)\,d\Omega \\
&= \frac{D_0}{4\pi}\cdot K\cdot \iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)d\Omega,
\end{aligned} \tag{8.75}
$$

式中

$$
K = \frac{\iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)\cdot P(\theta,\varphi)d\Omega}{\iint_{\Omega} T_b(\theta,\varphi)d\Omega} \tag{8.76}
$$

称为方向图改正因子。

根据天线口径场照明的分布可由计算得到 $P(\theta,\varphi)$，若我们

知道射电源的亮度分布[1]，则由式(8.75)可计算出方向图改正因子 K。

将式(8.75)代入式(8.74)，则

$$r_{源+背} - r_{背} = q \cdot \frac{\eta D_0}{4\pi} \cdot K \cdot \iint_{\Omega} T_b(\theta, \varphi) d\Omega \qquad (8.77)$$

又∵

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \iint_{\Omega} T_b(\theta, \varphi) d\Omega \qquad ($$

∴

$$r_{源+背} - r_{背} = q \cdot \frac{\eta D_0}{4\pi} \cdot K \cdot \frac{\lambda^2}{2k} S$$

$$= q \cdot K \frac{G_0 \lambda^2}{8\pi k} \cdot S, \qquad (8.78)$$

其中 $G_0 = \eta D_0$ 为天线增益.

若接收机已校正过，则 q 已知； k 为玻尔兹曼常数； λ 为工作波长；S 为源的流量. $r_{源+背}$，$r_{背}$ 是实测值，均为已知量，故由式(8.78)就可求得待测天线的增益 G_0.

反之，若已知天线增益 G_0，由式(8.78)就可测得辐射源的流量 S. 这种测量过程避免了分别测量 η 和 D_0 的麻烦，在实际工作中带来很多便利之处.

可供利用的标准射电源有太阳、月亮及经过选择的一些宇宙射电源. 太阳、月亮的辐射比较强，在测试精度要求不很高时，往往采用它们作为标准射电源.

四、大气吸收的改正

由天线温度计算源的射电强度(亮度 B、亮温度 T_b 或流量 S)时，应考虑大气吸收的影响. 前面的公式里都没有考虑大气吸收，或者说是假定了没有大气吸收. 但是，来自宇宙天体的射电辐射在通过地球大气到达置于地面的天线时，由于大气吸收而受到衰减. 也就是说，我们测量到的是经过衰减后的射电强度. 在短厘

1) 这个亮度分布，一般可由理论分析，作出估计模型.

米波段和毫米波段，这种吸收已比较严重，对于精密测量是不能忽视的。

若设大气为平面平行分层结构。由于大气吸收的衰减，在地面上接收到的射电辐射强度与在大气外接收到的（或者说是假定大气没有吸收作用时的）辐射强度之间的关系与光学辐射中的关系相类似，有

$$W_{地面} = W_{大气外} \cdot e^{-\Gamma_0 \sec z}, \qquad (8.79)$$

式中W是任一表征射电强度的量（接收的功率、亮度、亮温度、流量、天线温度等）；Γ_0 为天顶方向的大气吸收系数，是个无量纲的量；z 为源的天顶距。考虑到大气吸收的影响，式(8.67)，(8.78)便应写为

$$T_a = \eta T_{a0} e^{-\Gamma_0 \sec z} + (1-\eta) T_0, \qquad (8.80)$$

$$r_{源+背} - r_{背} = q \cdot K \cdot \frac{G_0 \lambda^2}{8\pi k} e^{-\Gamma_0 \sec z}. \qquad (8.81)$$

只要求得 Γ_0，就可对上述式子进行改正。

大气吸收 Γ_0 可通过理论估算求得，亦可通过射电天文方法实测求得。下面我们介绍一种通过测量太阳的辐射来求 Γ_0 的方法。

当天线对准天顶距为 z 的太阳时有

$$r_{背+\odot}(z) = p + q\{[(T_{背0} + T_{\odot_0} e^{-\Gamma(z)})\eta + (1-\eta)T_0] - T_c\}, \qquad (8.82)$$

当天线对准天顶距为 z 的天空背景时有

$$r_{背}(z) = p + q\{[\eta T_{背} + (1-\eta)T_0] - T_c\}. \qquad (8.83)$$

式(8.93)和(8.94)相减，取以 e 为底的对数得

$$\ln[r_{背+\odot}(z) - r_{背}(z)] = \ln(q\eta T_{\odot_0}) - \Gamma_0 \sec z. \qquad (8.84)$$

在太阳位于不同天顶距时重复进行上述观测，得到一系列 $[r_{背+\odot}(z) - r_{背}(z)]$，以 $\ln[r_{背+\odot}(z) - r_{背}(z)]$ 为纵坐标，$\sec z$ 为横坐标作图 8.26，按照式(8.84)，这些点应连成一条直线（由于各种误差，点 z 实际分布在直线附近），这条直线的斜率就是 Γ_0。

这样测定 Γ_0 并不需要知道接收机的仪器常数 q，天线效率 η 以及太阳天线温度 $T_{\odot_0}$ 等的值，但是要求它们在整个观测过程中

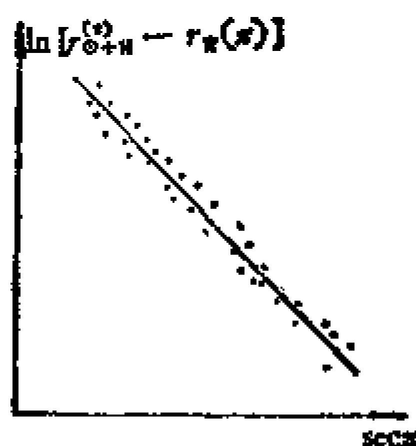


图 8.26　大气吸收系数 Γ_0 的测定.

保持不变.

由于大气吸收受气候条件的影响很大，所以要求整个测量过程尽可能短.但实际观测过程不可能很短,因此只能选择气候条件比较稳定时进行测量. 严格说来,这样测到的 Γ_0 也只代表当时的大气吸收.

§8.5　射电偏振测量

一、射电偏振波

天体的射电辐射大多数是非偏振的，但也能观测到偏振的.这些偏振的射电辐射都可看作是部分偏振的噪声信号，它们由偏振成分和非偏振成分两部分构成，这两部分所具有的噪声频谱是

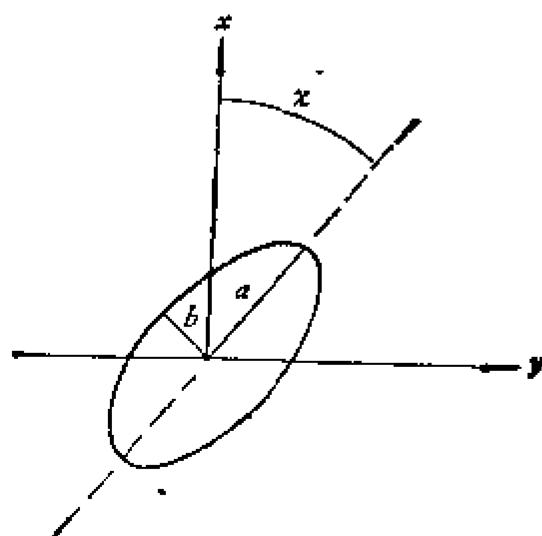


图 8.27　椭圆偏振波.

相同的.但偏振部分的两个相互垂直的分量是彼此相干的,而非偏振部分的两个相互垂直的分量则是彼此无关的.

偏振部分的电矢量在波前平面内描绘出一个椭圆，这个椭圆在比周期长的时间内,大小连续起伏，但偏振方向、轴比和旋转方向则保持一定，因此可用一单纯的椭圆偏振波来代表，如图 8.27 所示.

我们知道，偏振波可用下述参量来描述：1. 强度 I_c；2. 偏振方向 χ；3. 轴比 ρ. 角 χ 是椭圆长轴的方位角，由 x 轴起顺时针起算. 轴比 ρ 是椭圆半长轴 a 和半短轴 b 之比，为讨论方便起见,引进辅助角 β，令 $\operatorname{tg}\beta = \pm \frac{b}{a}$ $\left(-\frac{\pi}{4} \leqslant \beta \leqslant \frac{\pi}{4}\right)$. 规定 $\operatorname{tg}\beta < 0$ 为左旋偏振波，$\operatorname{tg}\beta > 0$ 为右旋偏振波.

若部分偏振波的非偏振成分强度为 I_u，则用 I_u, I_c, χ, β 四个参数便可决定部分偏振波. 再引入偏振度 $P = \frac{I_c}{I_c + I_u}$，则部分偏振波亦可由 I_c, P, χ, β 四个参数决定. 在实际工作中，往往把这四个量转化成四个独立的斯托克斯参数 I, Q, U, V 来进行测量,它们之间的关系为

$$\begin{aligned} I &= I_c + I_u, \\ Q &= I_c \cos 2\beta \cos 2\chi, \\ U &= I_c \cos 2\beta \sin 2\chi, \\ V &= I_c \sin 2\beta. \end{aligned} \tag{8.85}$$

测出这四个斯托克斯参数,部分偏振波就完全确定了.

众所周知，椭圆偏振波可以用直角坐标系中两个互相垂直的线偏振分量合成来表示:

$$\begin{aligned} E_x &= X \cos \omega t, \\ E_y &= Y \cos (\omega t + \varphi_y), \end{aligned} \tag{8.86}$$

其中 φ_y 为 y 分量超前 x 分量的相位.

此时有 $I_x = X^2$；$I_y = Y^2$；$I_c = I_x + I_y = X^2 + Y^2$. 部分偏振波由 I_u, X, Y, φ_y 四个参量确定.

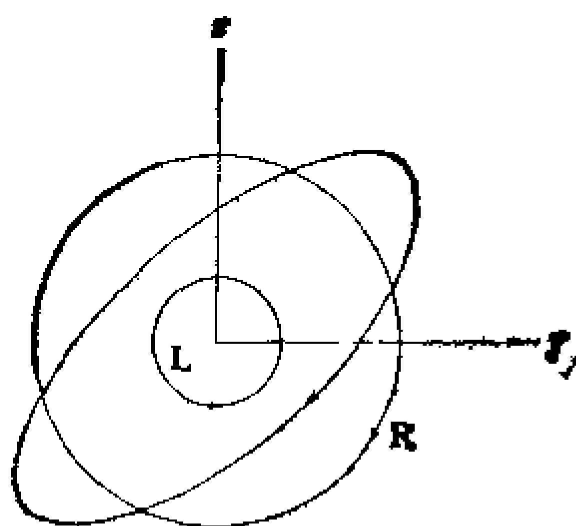


图 8.28 两个圆偏振波合成椭圆偏振波.

椭圆偏振波还可由二个圆偏振波合成得到,见图 8.28.

左旋圆偏振波为

$$
\begin{aligned}
E_{xL} &= X_L \cos(\omega t + \varphi_1), \\
E_{yL} &= Y_L \sin(\omega t + \varphi_1).
\end{aligned}
\tag{8.86}
$$

左旋圆偏振波的强度为

$$
I_L = L^2 = X_L^2 + Y_L^2 \quad (X_L = Y_L).
$$

右旋圆偏振波为

$$
\begin{aligned}
E_{xR} &= X_R \cos(\omega t + \varphi_2), \\
E_{yR} &= Y_R \sin(\omega t + \varphi_2)
\end{aligned}
\tag{8.87}
$$

右旋圆偏振波的强度为 $I_R = R^2 = X_R^2 + Y_R^2$ $(X_R = Y_R)$. 于是椭圆偏振波的强度 $I_e = I_L + I_R = L^2 + R^2$, 右旋圆偏振成分超前左旋圆偏振成分的相位为 $\varphi_r = \varphi_2 - \varphi_1$. 这时部分偏振波由 I_u, R, L, φ_r 四个参量确定.

综上所述,当部分偏振波分解为互相垂直的两线偏振波时,在直角坐标系中有

$$
\begin{aligned}
I &= I_x + I_y + I_u = X^2 + Y^2 + I_u, \\
Q &= I_x - I_y = X^2 - Y^2, \\
U &= 2XY \cos\varphi_y, \\
V &= 2XY \sin\varphi_y.
\end{aligned}
\tag{8.88}
$$

当它被分解为两圆偏振波时有

$$
\begin{aligned}
I &= I_L + I_R + I_u = R^2 + L^2 + I_u, \\
Q &= 2RL\cos\varphi_r, \\
U &= 2RL\sin\varphi_r \\
V &= I_L - I_R = L^2 - R^2.
\end{aligned}
\tag{8.89}
$$

当我们由观测测出四个斯托克斯参数时，由式(8.85)就可解出 I_e，P，β，χ 四个量，则部分偏振波的状态就可完全确定.

二、偏振测量原理

射电偏振测量方法基本上可分三类：偏振型法；线性分量法；圆分量法. 近年来，各国采用的射电偏振计，就是在这三种方法基础上的改进或者是这三种方法的组合. 下面我们简单介绍这三种方法的基本原理.

(一) 偏振型法

这是通过线偏振天线的旋转来测量偏振波的偏振图的方法.

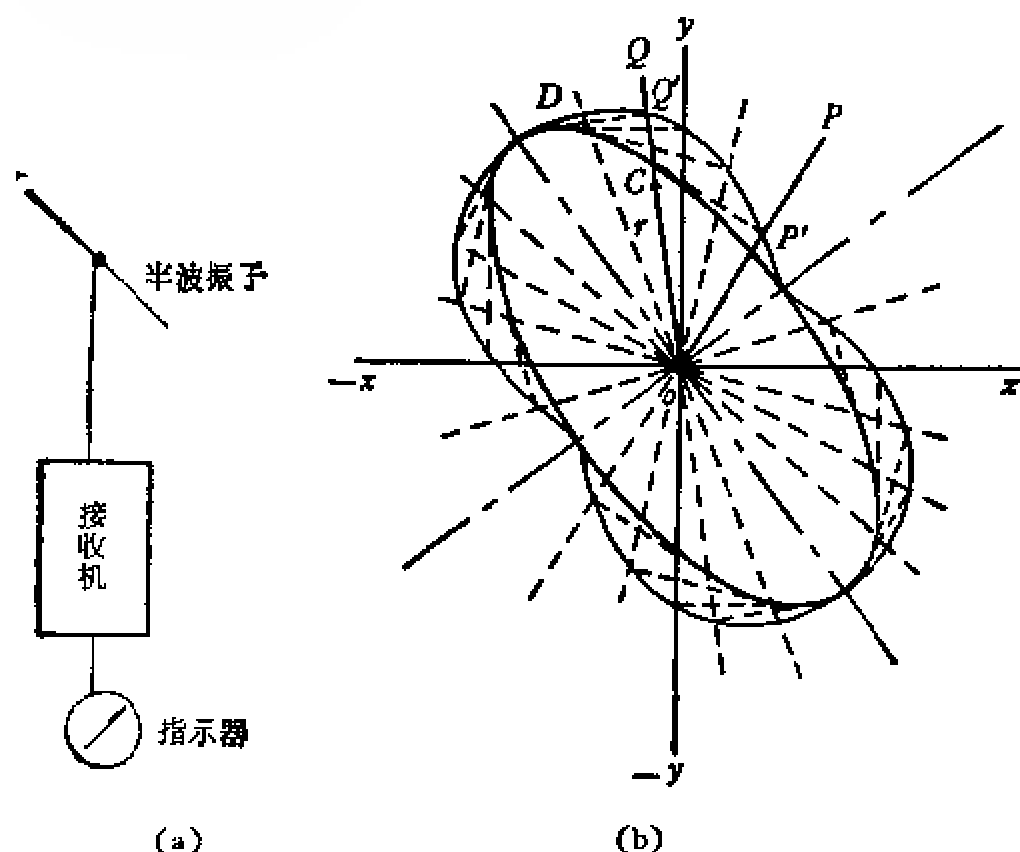


图 8.27 a. 偏振型法简图； b. 偏振椭圆与偏振图的关系.

这个方法是用绕着天线电轴旋转的线偏振馈源（比如半波偶极子)连接一个已校正的接收机来实现的．如图 8.29(a) 所示．

若射电辐射是椭圆偏振波，波的传播方向指向观测者(穿出纸平面向外)，天线馈源位于纸所在平面内旋转．则随着天线馈源的旋转，接收机的记录读数可描绘出一个哑铃状的偏振图(实线)，而不是一个椭圆(虚线)，在图 8.29 (b) 中表示了这二者的关系．若线偏振馈源方向为 OP，则 OP 与实线的交点为 P'，过 P' 点与 OP' 垂直的 $P'C$ 与椭圆相切．同样，若线偏振馈源方向为 OQ，则过 Q' 点与 OQ' 垂直的 $Q'D$ 也与椭圆相切．由于这个关系，我们很容易由观测得到的偏振图来求得椭圆偏振波的偏振椭圆．为了确定椭圆偏振波的旋转方向，需作补充测量，比如测两个能比较的圆偏振分量(一个是左旋，另一个是右旋)，由图 8.29 可以看出，两个分量中强度较大者的旋转方向即为椭圆偏振波的旋转方向．这种方法不需要特殊的接收技术，只需馈源作机械旋转．但是由于馈源旋转时，馈线的匹配状态会发生变化，因而引起接收机“增益”的变化，反映在输出端，就会出现一个虚假的偏振成分，所以采用这个方法时，应注意尽量降低由于失配引起的变化．

(二) 线性分量法

这是通过测量两个相互正交的线偏振分量的幅度及其相位差的方法．

用两个相互正交的馈源(比如两个正交的偶极子馈源)就可接收到偏振波的两个相互垂直的分量，见图 8.30．若在其中一路上加入一个音频频率 Ω 的连续相移器，则这两路信号可表示为

$$E_x = X\cos\omega t + E_{ux}\cos[\omega t + \varphi_x(t)],$$
$$E_y = Y\cos[\omega t + \Omega t + \varphi_y] + E_{uy}\cos[\omega t + \Omega t + \varphi_y(t)], \tag{8.90}$$

式中 φ_y 为 y 分量超前 x 分量的相角；$\varphi_x(t)$，$\varphi_y(t)$ 为非偏振成分的相角，相互间随时间的变化是无规则的．显然，这两路信号的输出分别与 I_x，I_y 成比例． 若将这两路信号加到一个混频器上，

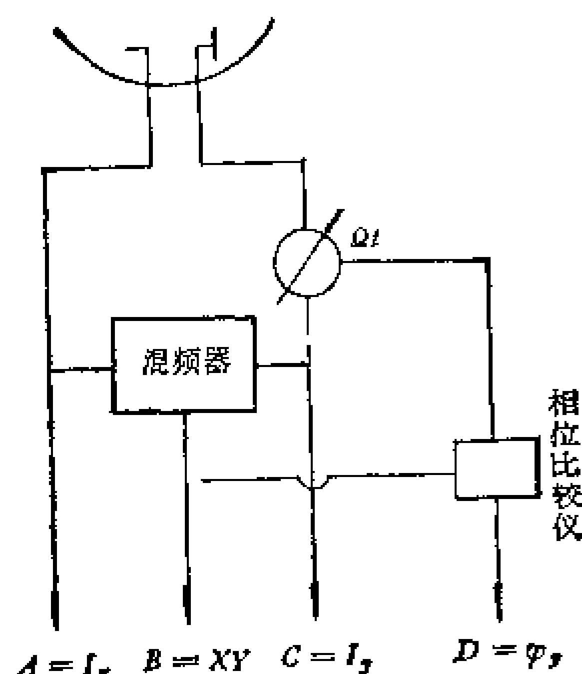


图 8.30 采用混频器的偏振计原理示意图.

则混频器差频输出中的信号将与 $XY\cos(\Omega t+\varphi_y)$ 成比例，这个输出信号是一个以音频频率 Ω 变化的规则信号。通过一个中心频率为 Ω 的带通滤波器或选频放大器将混频器输出中的规则信号检出，它的幅度与 XY 成比例。将混频器输出的信号 $XY\cos(\Omega t+\varphi_y)$ 与连续相移器输出的信号 $\cos\Omega t$ 送入相位比较仪，由相位比较得 φ_y，这时斯托克斯参数为

$$
\begin{aligned}
I &= I_x + I_y, \\
Q &= I_x - I_y, \\
U &= 2XY\cos\varphi_y, \\
V &= 2XY\sin\varphi_y.
\end{aligned}
$$

相应的偏振波参量为

$$
\begin{aligned}
I &= A + C, \\
P &= [(A-C)^2 + 4B^2]^{1/2}/(A+C), \\
\sin 2\beta &= (2B\sin D)/[(A-C)^2 + 4B^2]^{1/2}, \\
\operatorname{tg} 2\chi &= (2B\cos D)/(A-C).
\end{aligned}
\tag{8.91}
$$

在上述方法中若不用混频器而用乘法器（即相关法），则可直接得到 $XY\cos\varphi_y$, $XY\sin\varphi_y$，因而可直接得到四个斯托克斯参数。图 8.31(a) 是它的原理示意图，进入乘法器的两路信号可表示为

$$
\begin{aligned}
E_x &= X\cos\omega t + E_{nx}\cos[\omega t + \varphi_x(t)], \\
E_y &= Y\cos[\omega t + \varphi_y + \varphi] + E_{ny}\cos[\omega t + \varphi_y(t)],
\end{aligned}
\tag{8.92}
$$

式中 φ 是护[illegible]的附加相位。这两路信号在乘法器相乘后取平均。式(8.92)中[illegible] $X\cos\omega t$ 和 $Y\cos[\omega t + \varphi_y + \varphi]$ 是与椭圆偏振波有关的两个分量，按椭圆偏振波的特性，它们是相关的；另两项是随机偏振项，它们相互间及与偏振矢量间均是不相关的，由于非相关项的平均值为零，所以乘法器的输出为

$$
\begin{aligned}
\overline{E_x E_y} &= \overline{XY\cos(\omega t + \varphi_y + \varphi)\cos\omega t} + \overline{E_{nx}\cos[\omega t + \varphi_x(t)]} \\
&\quad \overline{\cdot Y\cos(\omega t + \varphi_y + \varphi)} + \overline{X\cos\omega t \cdot E_{ny}\cos[\omega t + \varphi_y(t)]} \\
&\quad + \overline{E_{nx}E_{ny}\cos[\omega t + \varphi_x(t)]\cdot\cos[\omega t + \varphi_y(t)]} \\
&= \overline{XY\cos(\omega t + \varphi_y + \varphi)\cos\omega t} \\
&= \overline{\frac{1}{2}XY\cos(2\omega t + \varphi_y + \varphi)} + \overline{\frac{1}{2}XY\cos(\varphi_y + \varphi)} \\
&= \frac{1}{2}XY\cos(\varphi_y + \varphi).
\end{aligned}
\tag{8.93}
$$

当 $\varphi = 0$ 时，

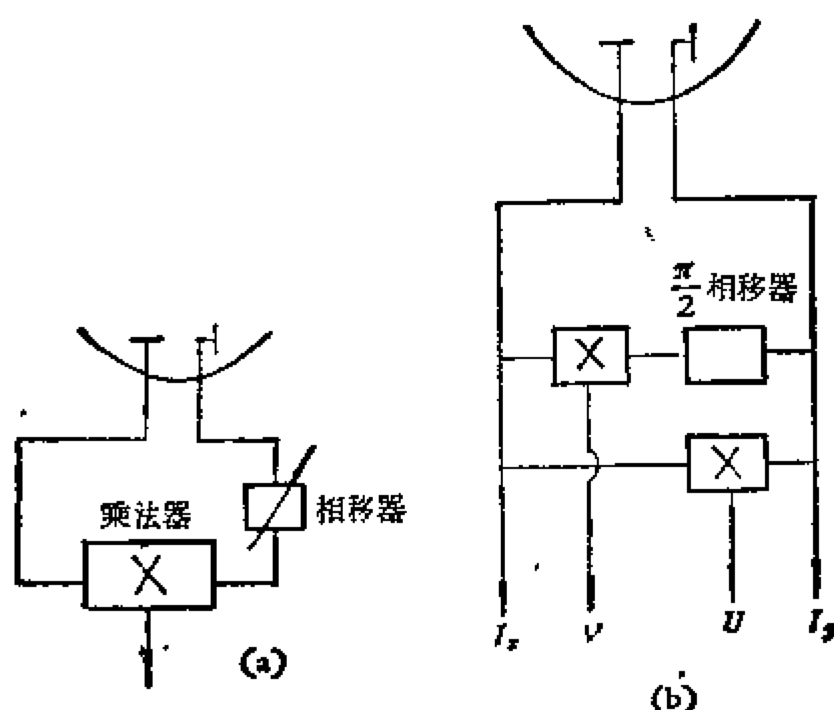


图 8.31　相关偏振计。

$$E_x \cdot E_y = \frac{1}{2} XY \cos \varphi_y = U,$$

当 $\varphi = \frac{\pi}{2}$ 时，

$$E_x \cdot F_y = \frac{1}{2} XY \sin \varphi_y = V.$$

由此可见，调整传输系统中的相位，便可在相关输出中求出斯托克斯参数 U, V, 见图 8.31(b). 同时，另外两路输出为 I_x, I_y, 于是由 $I = I_x + I_y$, $Q = I_x - I_y$ 可得到 I, Q, 这样四个斯托克斯参数全部测出。

图 8.32 表示一个实用的相关偏振计方框图.

由正交馈源接收到偏振波相互垂直的两个分量:

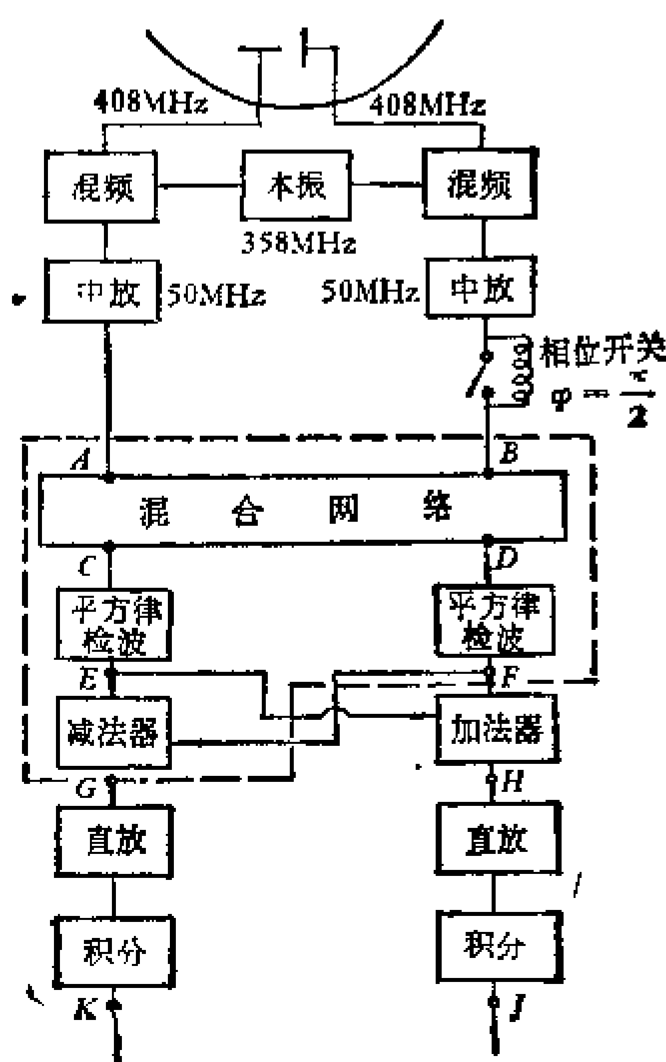


图 8.32 相关偏振计.

$$A = X\cos\omega t + E_{ux},$$
$$B = Y\cos(\omega t + \varphi_y + \varphi) + E_{uy}.$$

经过混合网络得到

$$C = A + B; \quad D = A - B.$$

经过平方律检波得到

$$E = C^2 = (A + B)^2; \quad F = D^2 = (A - B)^2.$$

E, F 通过减法器得 G; E, F 通过加法器得 H.

$$G = E - F = 4AB,$$
$$H = E + F = 2(A^2 + B^2).$$

通过积分器得

$$K = \overline{G} = 4\overline{AB}; \quad J = \overline{H} = 2\overline{(A^2 + B^2)},$$

$$\begin{aligned}
\therefore\ K &= 4\overline{AB} \\
&= 4\overline{[X\cos\omega t + E_{ux}]\cdot[Y\cos(\omega t + \varphi_y + \varphi) + E_{uy}]} \\
&= 4\overline{XY\cos(\omega t + \varphi_y + \varphi)\cos\omega t} \\
&= 2XY\cos(\varphi_y + \varphi).
\end{aligned} \tag{8.94}$$

当相位开关短接时,有

$$K = 2XY\cos\varphi_y = 2U,$$

当相位开关接向 $\dfrac{\pi}{2}$ 时,有

$$K = 2XY\sin\varphi_y = 2V.$$

另外,

$$\begin{aligned}
J = \overline{H} &= 2\overline{(A^2 + B^2)} \\
&= 2\overline{[X\cos\omega t + E_{ux}]^2 + [Y\cos(\omega t + \varphi_y + \varphi) + E_{uy}]^2} \\
&= X^2 + Y^2 + E_{ux}^2 + E_{uy}^2 \\
&= I_c + I_u \\
&= I.
\end{aligned}$$

这表明图 8.32 中虚线部分构成了一个实用的乘法器. 加法器、减法器及混合网络可用图 8.33 的简单结构来实现.

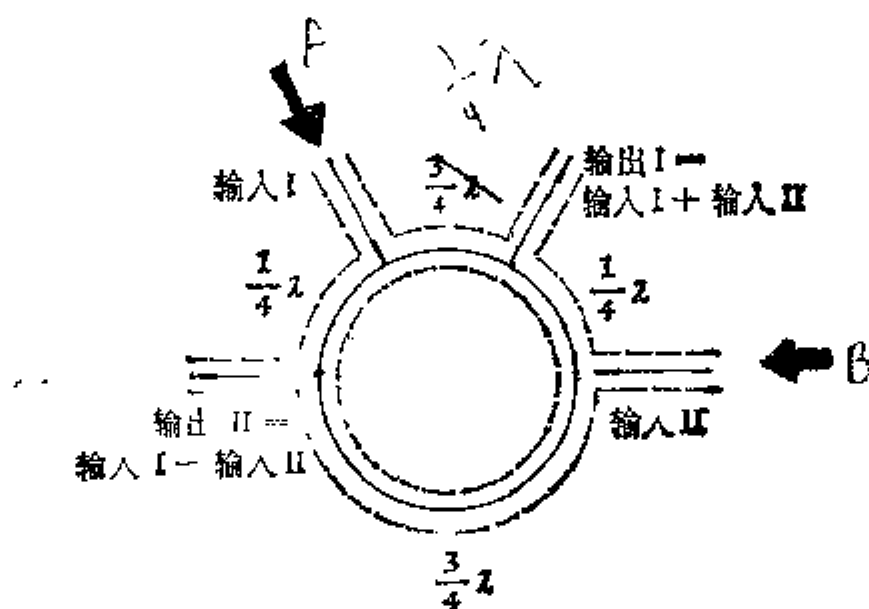


图 8.33 混合网络示意图.

(三) 圆分量法

这是通过测量两个圆偏振分量（旋转方向相反）的幅度 I_R, I_L 及它们的相位差 φ_r 的方法.

圆分量法和线性分量法一样，都是分别测出两个偏振分量的幅度及它们的相位差，仅不过天线馈源不是线偏振馈源而是旋转方向相反的两个圆偏振馈源. 例如一个左旋螺旋天线和一个右旋螺旋天线. 图 8.34 是它的示意图. 它的分析方法和线性分量法相仿.

图 8.35 是一个实用的圆分量偏振计. 与图 8.32 一样，两个通路分别记下了左旋和右旋圆偏振分量的幅度 I_L 和 I_R. 图 8.30 中

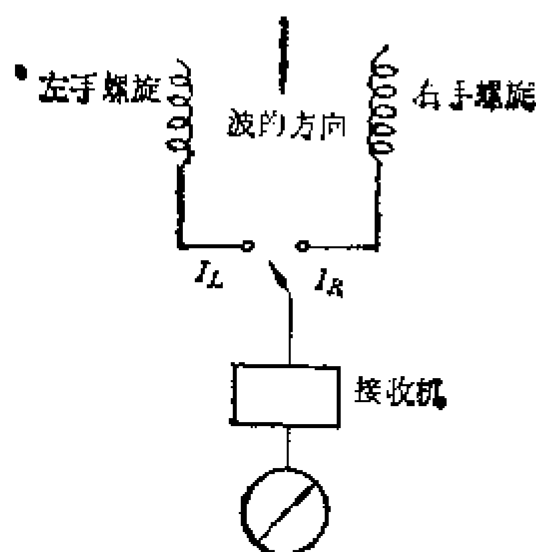


图 8.34 圆分量法示意图.

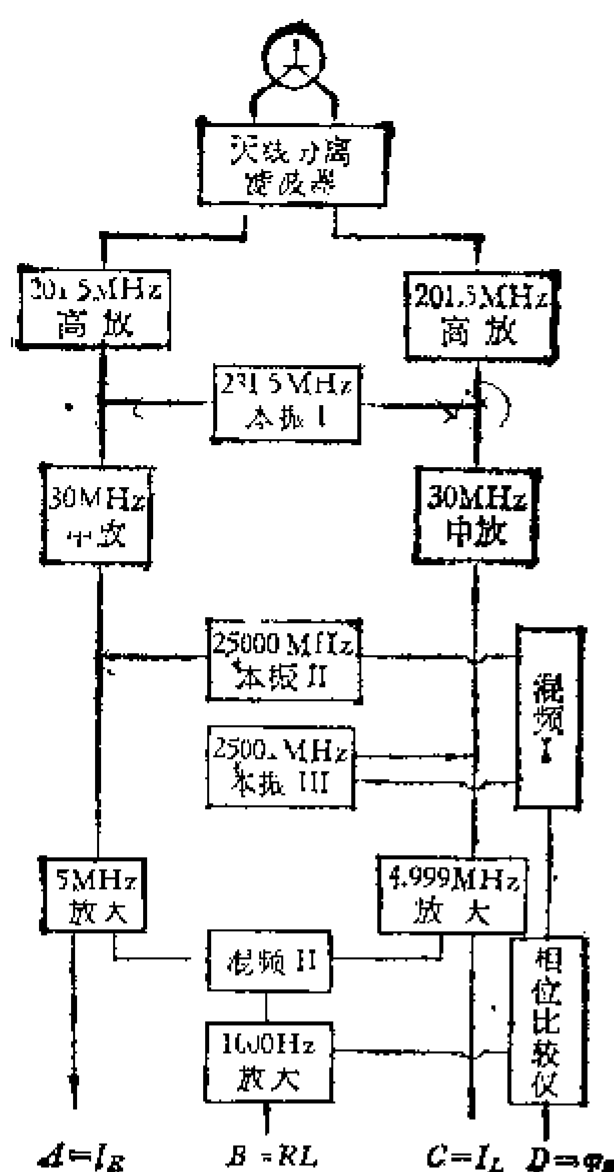


图 8.35 圆分量偏振计.

的连续相移器在这里是由本振 II 和本振 III 两个本振源提供的. 混频器 II 没有非相干成分输出, 混频器 II 的输出与 $RL\cos(\Omega t+\varphi_r)$ 成比例, $\Omega=2\pi\cdot1000$(赫兹), φ_r 为右旋圆偏振成分超前左旋圆偏振成分的相位. 混频器 I 的输出与 $\cos\Omega t$ 成比例, 这两路信号加到相位比较仪就可得到相位差 φ_r, 这时斯托克斯参数为

$$
\begin{aligned}
I &= A + C,\\
Q &= 2B\cos D,\\
U &= 2B\sin D,\\
V &= A - C.
\end{aligned}
\tag{8.95}
$$

相应的椭圆偏振波的参量为

$$
\begin{aligned}
I &= A + C, \\
P &= [(A - C)^2 + 4B^2]/(A + C), \\
\sin 2\beta &= (A - C)/[(A - C)^2 + 4B^2]^{1/2}, \\
\operatorname{tg} 2\chi &= \operatorname{tg} D.
\end{aligned}
\tag{8.96}
$$

在实际应用中，往往不是直接用圆偏振天线来得到圆偏振成分，而是用正交线偏振天线来得到圆偏振成分的，图 8.36 是其原理示意图。

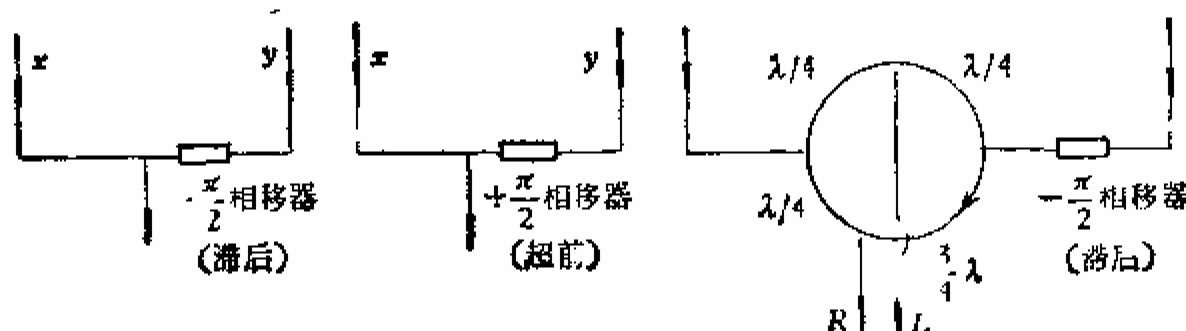


图 8.36 xy-RL 变换示意图.

现代偏振计不外乎是这几种方法的组合，原理上没有多大变化，仅不过是结构更复杂一些，或者由于观测的特殊要求，在结构上作一些特殊安排而已。例如在厘米波段，由于其传输线与米波段不一样，相移器、调制开关等和米波段大不一样，但其原理仍是线性分量法。又如在干涉仪中由于干涉仪的特殊要求，偏振计亦有不少特殊的考虑，这些内容本书不可能详细讨论，有兴趣可参考章末文献[1—3]。

三、偏振测量中的相位及寄生偏振问题

(一) 相位问题

由前面的讨论我们知道，偏振测量是和相位问题密切相关的，因此对相位调整的精度和稳定度要求相当严格，对于双通道相关型偏振计尤其如此。

若 $\Delta\varphi$ 为相位调整不准而引入的附加相位差，不难看出，测得的 U' 和 V' 应由下式给出：

$$
\begin{aligned}
U' &= 2XY\cos(\varphi_y + \Delta\varphi), \\
V' &= 2XY\sin(\varphi_y + \Delta\varphi).
\end{aligned}
\tag{8.97}
$$

将上式展开并代入真实的 U 和 V，我们得到

$$
\begin{aligned}
U' &= U\cos\Delta\varphi - V\sin\Delta\varphi, \\
V' &= U\sin\Delta\varphi + V\cos\Delta\varphi.
\end{aligned}
\tag{8.98}
$$

可见相位误差存在时，测量的各量将互相影响，若 $\Delta\varphi = 2°$，在测得的 U 中含有 3.5% 的 V，而测得的 V 中含有 3.5% 的 U。

如果相位不稳定，比如 $\Delta\varphi$ 是一个随机量，则将影响观测精度。

(二) 寄生偏振问题

天体辐射偏振波的偏振度常常很小，在某些测量中，非偏振成分常比偏振成分强十倍、百倍，因此天线系统方向图的不对称、"正交馈源"的互相不垂直、传输线的失配、接收机增益的变化等都会给测量带来严重的虚假偏振信号（即寄生偏振），这种寄生偏振常常可达总辐射的百分之几，超过待测偏振信号。

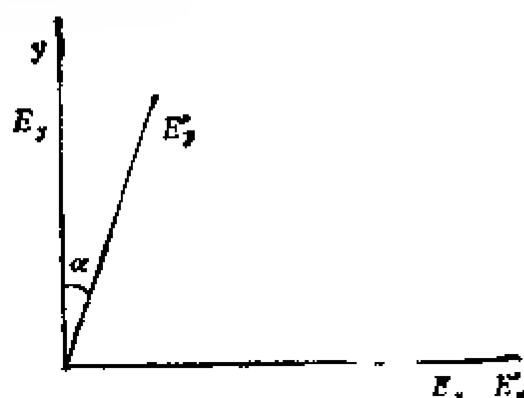


图 8.37　不正交的馈源接收的电矢量与 E_x，E_y 的关系。

仍以双通道相关偏振计为例。这种寄生偏振主要是由"正交"馈源互相不垂直引起的，若一个馈源在 x 轴上，而另一个馈源不在 y 轴上，它与 y 轴间夹角为 α ($\alpha \neq 0$)，如图 8.37 所示。则由正交馈源接收到的信号 E'_x，E'_y 与在 x，y 轴上的电矢量 E_x，E_y 间的关系可表示为

$$E'_x = E_x + E_{ux},$$
$$E'_y = (E_y + E_{uy})\cos\alpha + (E_x + E_{ux})\sin\alpha. \quad (8.99)$$

从式(8.99)可看出，非偏振成分 E_{ux} 和 E_{uy} 本来是不相关的，当 E'_x，E'_y 进入相关器后，由于 $\alpha \neq 0$，相关器输出中出现了一项 $\overline{E^2_{ux}}\sin\alpha$，使得非偏振成分有了一定的相关性。由于这种原因，使 U，V 的测量中都加入一项非偏振成分 $-\frac{1}{2}I_u\sin\alpha$，当 $\alpha = 2°$ 时，$\frac{1}{2}I_u\sin\alpha \simeq I_u \times 1.7\%$。因为非偏振成分一般比偏振成分 I_p 大得多，这项影响就相当严重，它不仅影响测量精度，有时甚至大到使偏振成分都测不出来。故在实际工作中非常重视寄生偏振问题，并力求把它的影响降到最小程度。

影响偏振测量精度的另一个因素是地球大气效应。由于地球大气中的电离层存在磁场，而电磁波的电矢量在磁场作用下会发生偏转。不同波长，偏转角不同，从而产生所谓色散效应。这种色散效应能使天体投射来的完全偏振波变成部分偏振波，因而影响了对天体偏振波的测量。降低接收机的带宽可减小这种效应的影响。

§8.6 射电频谱测量

天体射电辐射的频谱是指射电辐射在不同频率上强度的分布。它大致可分成两大类：1. 连续辐射频谱．2. 谱线辐射频谱，它往往叠加在连续谱的背景上。对于连续谱，由于其波段覆盖很宽，往往是在一些分立的频率上测量其强度来得到它的粗略分布。原则上可用若干个工作在不同频率上的射电望远镜观测同一天体来得到天体的射电频谱，见图 8.38。显然，为了得到高的频率分辨率，每架射电望远镜的频宽都必须很窄，而且需要很多架射电望远镜才能得到天体的射电频谱。这在经济上花费很大。此外，这种方案，必须对工作在不同频率上的各架望远镜分别进行绝对定标，

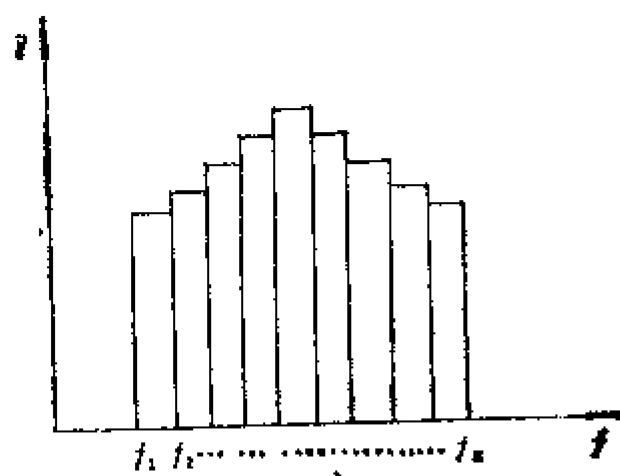


图 8.38 人体的射电频谱.

这样大量的绝对定标工作,在技术上实现起来也非常困难。

自 1951 年发现氢原子谱线(21 厘米),1963 年发现星际有机分子线以来,射电谱线测量日显重要。射电谱线的研究对天文学产生了巨大的影响,越来越多的人致力于谱线接收机的研制,谱线测量技术得到了迅速的发展,制成了各种切实可行的谱线接收机,其基本类型有以下四种。

一、扫频谱线接收机

图 8.39 是扫频谱线接收机示意图。通常将这接收机的频带

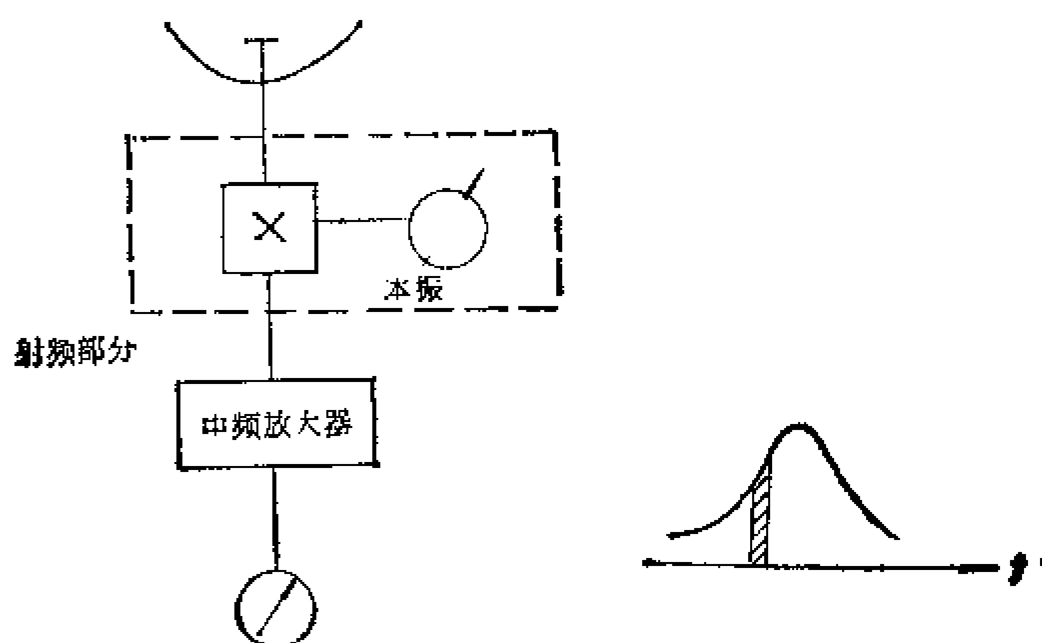


图 8.39 扫频谱线接收机工作原理.

做得很窄，通过调谐本振频率使这一窄频带在一定频率范围内扫动。如果在这频率范围内天体的射电辐射没有谱线，则接收机的频带对准不同部位时将收到相同强度的信号；当在这频率范围内有一根谱线时，那么接收机的频带对准谱线不同部位时将会收到不同强度的信号。这个原理，原则上是可行的，但在实用上却遇到了困难。象图 8.39 的结构，不难看出，当本振频率扫动时（或者说接收机的中频频带在一定频率范围内扫动时），中频放大器前的射频部分增益应严格一致或严格已知，否则测出的谱线形状将受到歪曲。这就涉及到对不同频率的增益进行绝对定标的问题。前面已提到这是一个很大的困难。幸好，对一般研究工作而言，重要的是频率轴上谱线中心的位置和它的轮廓形状。因此，对图 8.39 的结构略作更动就可得到实用化的扫频谱线接收机，见图 8.40和 8.41。

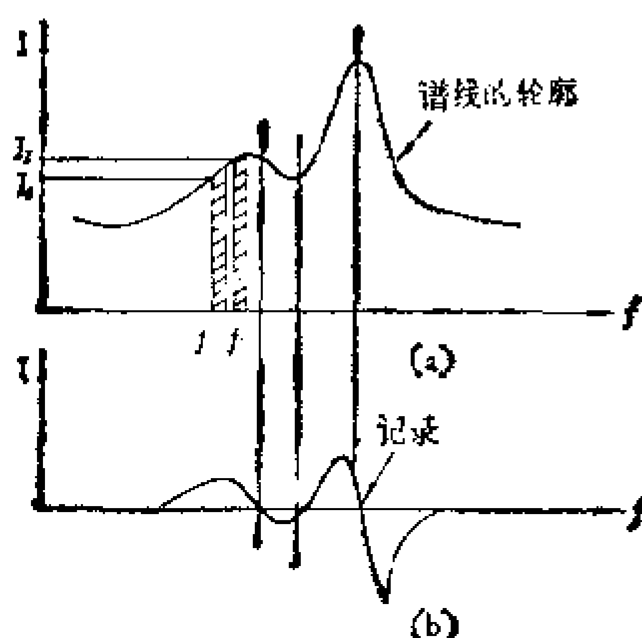


图 8.40　扫频谱线接收机.

图 8.40 (a) 中实线表示待测的谱线轮廓，影线部分表示接收机的频带，相应的中心频率分别为 f_1 和 f_2。令接收机的频带远小于谱线的宽度（比如为 20 千赫，10 千赫或 5 千赫等）。观测这样安排，使接收机以音频频率 Ω_1（如几十赫兹）交替地分别工作于频率 f_1 或 f_2，并且在 f_1 和 f_2 的间隔(即 f_2-f_1) 不变的情况下，使它

们在一定的频率范围内扫动。如果在天线所对的方向上没有收到谱线信号，那么接收机不管是工作在频率 f_1 上还是工作在频率 f_2 上，都将收到强度相同的信号，若用 I_1 和 I_2 分别表示接收机工作于频率 f_1 和 f_2 时收到的信号强度，显然，在没有谱线的地方 $I_1-I_2=0$。

如果天线所对的方向收到了谱线信号，并且 f_1，f_2 移动到谱线的范围内，那么接收机在频率 f_1 工作时所收到的信号将和它工作在频率 f_2 时不同，即 $I_1 \neq I_2$。如图 8.40(a) 所示，由于接收机是

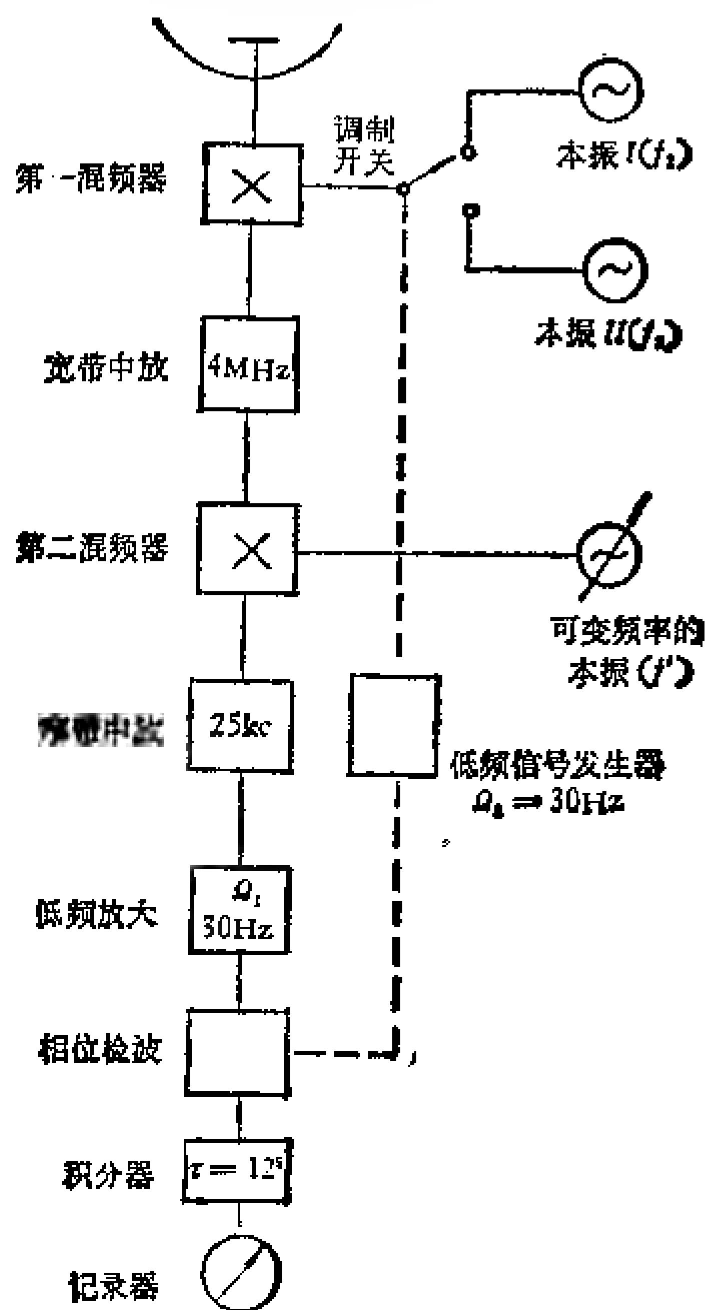


图 8.41 扫频谱线接收机方框图。

以音频频率 Ω_1 更换工作频率 f_1 和 f_2 的，故当 $I_1 \neq I_2$ 时便会有一个调制输出．当以一定速度同时移动 f_1 和 f_2 并取出这一调制信号时，我们将得到一个如图 8.40(b) 所示的记录曲线．这个记录曲线给出了强度差 $(I_1 - I_2)$ 随频率变化的关系．若 f_1 和 f_2 间的频率间隔取得很小，且保持不变，则 $(I_1 - I_2)$ 正比于谱线轮廓的斜率 $(I_1 - I_2)/(f_1 - f_2)$，因而由记录可求出谱线中心频率及轮廓的形状．

对于这种类型的接收机，由于频带很窄，从式(8.51)知道，接收机的噪声起伏较大，为了能观测到弱源，必须加大时间常数，相应的观测时间亦必须增加．在观测 21 厘米氢谱线时，有人用 15 分钟的积分时间．需很长的观测时间是这种方法的缺点．图 8.41 是最早测量氢谱线时实际使用的扫频谱线接收机方框图．

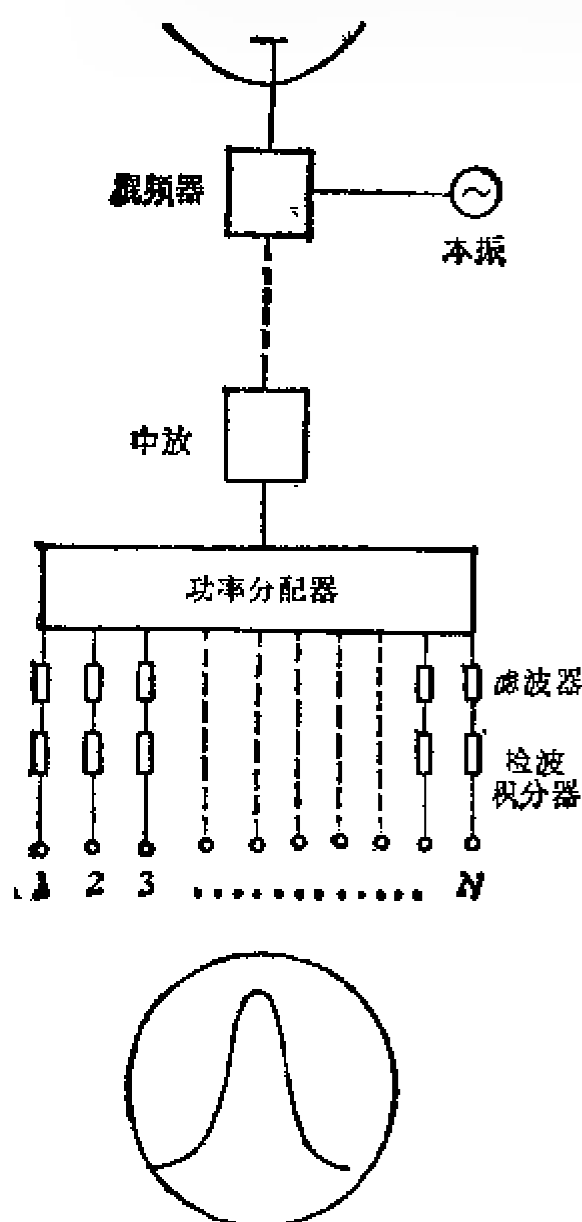


图 8.42　多通道谱线接收机示意图．

二、多通道谱线接收机

目前，应用最广泛的谱线接收机是多通道谱线接收机．它的特点是方法简单，频率分辨率高，接收的信息量比扫频谱线接收机要多得多．典型的多通道谱线接收机均采用超外差结构，如图 8.42 所示．被接收的信号转化成中频信号后，由功率分配器分配给若干个独立的带通滤波器通道．在一般的结构中，每一个独立的滤波通道只通过中心频率为 f_i，频宽为 B 的这些频率，这些中心

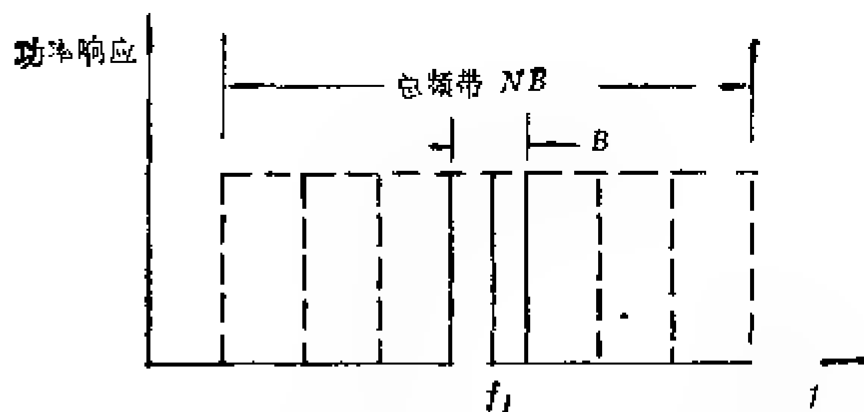


图 8.43 理论上多通道滤波接收机的频率覆盖.

频率间的间隔等于它们的频宽 B. 所以总的频率覆盖为 NB（图 8.43），N 为接收机通道数. 接收机的输出包括 N 个独立的值，它们分别代表各个滤波器在其频带范围内的功率密度输出. 目前常用的通道带宽 B 为：1 千赫，10 千赫，100 千赫等.

与扫频谱线接收机类似，这种结构的缺点是在频率覆盖范围内，要求功率分配器前接收机部分的频率响应很平坦，而且要求每个滤波器通道的增益很稳定，否则就会记录下虚假信号. 到目前为止，这些要求从技术上来实现仍是十分困难. 为此，发展了开关型多通道谱线接收机. 这种接收机产生一系列“差谱”的值，这个“差谱”是天体来的信号频谱和“平坦”的比较频谱之差. 通常这个比较频谱可由接收机输入端交替接通一个匹配源来得到（如天空喇叭，偏轴馈源或一个冷负载等），亦可交替接通二个本振频率来得到. 这时，当接本振频率 f' 时，接收到的即上面所述的天体谱线资料；而接本振频率 f'' 时，接收到的乃是谱线频率附近的“平坦”频谱信号. 由于不断地和“平坦”频谱比较，象调制型接收机一样，就可大大减弱增益不稳定的影响.

图 8.44 是开关型谱线接收机中一个典型通道的方框图. 中频信号经功率分配器耦合给第 i 个通道滤波器的输入端，滤波器的输出被放大器放大，然后进行平方律检波. 低通放大器接在平方律检波器后面，它保留了信号的包络成份而滤除了信号的高频成分. 同步开关使低通放大器的输出交替接减法器的两个输入端，

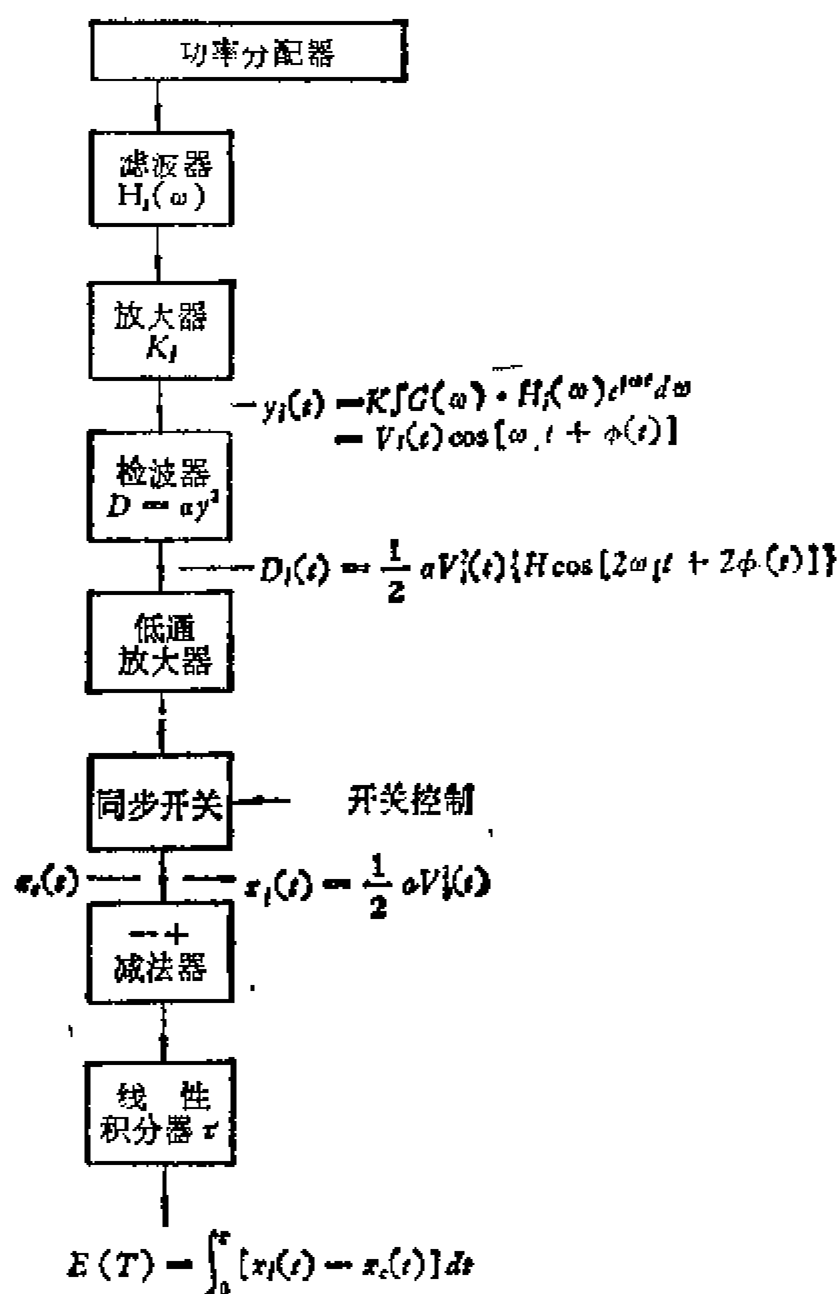


图 8.44 一个典型通道的方框图.

一端为信号频谱 $x_i(t)$，另一端为"平坦"比较频谱 $x_c(t)$. 减法器的输出为信号电平与"比较"电平之差，再经过线性积分，通道最后输出电压为 $E_i(T)$，它包含了信号频谱的信息.

三、自相关谱线接收机

谱线接收机的另一种形式是采用自相关技术的接收机，它是根据被接收信号的自相关函数内包含了它的频谱信息这一基本原理制作的. 我们知道，任一时间函数 $x(t)$ 都可进行傅里叶展开：

$$x(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}S(\omega)e^{i\omega t}d\omega. \tag{8.100}$$

它的傅里叶反变换为

$$S(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)e^{-i\omega t}dt. \tag{8.101}$$

这就是说，任一时间函数 $x(t)$ 均由一系列不同频率的信号组成，傅里叶系数 $S(\omega)$ 表示这些频率处信号的幅度，$|S(\omega)|^2$ 表示这些频率处的强度，称为时间函数 $x(t)$ 的功率谱密度。若 $x(t)$ 表示被接收到的天体信号，则 $|S(\omega)|^2$ 就是天体信号的频谱。

为了得到信号的功率谱 $|S(\omega)|^2$，一种方法是引入自相关函数 $R(\tau)$，

$$R(\tau)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T}x(t)\cdot x(t+\tau)\cdot dt, \tag{8.102}$$

其中 T 为观测时间，τ 为时间延迟。

由于相关函数 $R(\tau)$ 与信号的功率谱 $|S(\omega)|^2$ 满足下面关系：

$$|S(\omega)|^2=\int_{-\infty}^{\infty}R(\tau)\cdot e^{-i2\pi f\cdot\tau}d\tau, \tag{8.103}$$

原则上，若能测到一系列 τ 上的 $R(\tau)$ 值，由上式就可求得信号的功率谱。实际上，这是不可能的，观测时间 T 不可能是无限长的时间，而且用来实现 $x(t)\cdot x(t+\tau)$ 的相关器只能在 τ 的离散值上进行。所以，实际的观测设备只能得到它们的估计值 $R'(\tau)$ 和 $|S'(\omega)|^2$。可以证明：

$$R'(n\Delta\tau)=\frac{1}{T}\int_{-T}^{T}x(t)\cdot x(t+n\cdot\Delta\tau)\cdot dt, \tag{8.104}$$

$$n=0,\ 1,\cdots(N-1),\quad \tau=n\cdot\Delta\tau,$$

$$\begin{aligned}|S'(\omega)|^2=&\Delta\tau\cdot R'(0)\cdot W(0)\\&+2\Delta\tau\cdot\sum_{n=1}^{N-1}R'(n\cdot\Delta\tau)\cdot W(n\cdot\Delta\tau)\\&\cdot\cos(2\pi f_i\cdot n\cdot\Delta\tau)\end{aligned} \tag{8.105}$$

式 (8.105) 中引入了窗函数 $W(\tau)$，它满足 $\tau\geq N\cdot\Delta\tau$ 时

$W(\tau)=0$. $W(n\cdot\Delta\tau)$ 为 $W(\tau)$ 以 $\Delta\tau$ 为步长的离散值. 应用方程(8.103), (8.104)就可制作可供实际应用的频谱仪. 可以证明,它的频率分辨率为 $2/(N-1)\Delta\tau$.

图 8.45 就是应用这种原理构成的谱线接收机的方框图. 每一个点线方框图得到一个自相关函数,它们分别为 $R(0)$, $R(\Delta\tau)$, $R(2\Delta\tau)$, $\cdots$, $R(n\Delta\tau)$, 将这些值输入计算机, 并进行傅里叶变换,就可得到天体信号的频谱.

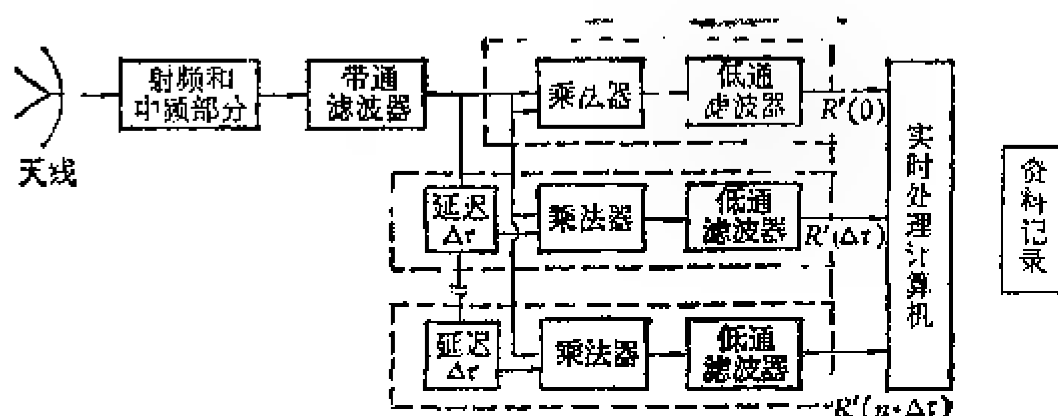


图 8.45 自相关谱线接收机方框图.

这些自相关函数可以采用模拟信号形式, 亦可采用数字信号形式. 由于后者稳定性好, 所以目前大都采用数字形式. 在数字系统里必须对模拟信号进行"比特" (bit) 采样. 原则上应进行多比特采样,但由于技术上的原因,目前广泛应用的只是 1 比特采样系统, 它的灵敏度仅是多比特系统的 64%. 近几年已开始发展 2 比特采样系统,它和 1 比特系统有同样的稳定性,但灵敏度提高到为多比特系统的 88%. 由于数字相关技术,以及 1 比特、2 比特采样的详细讨论已超出本书范围,这里就不多说了,有关问题可参阅章末文献[4—6].

四、声光频谱仪

在七十年代,由于频谱技术的发展,产生了以激光技术为基础的新型频谱仪 —— 声光频谱仪. 它的基本结构如图 8.46 所示. 它由激光源, 声光偏转器, 光电二极管阵, AD 模数转换器, 计算机等部件组成. 关键部件是声光偏转器(图 8.47), 它由压电换能

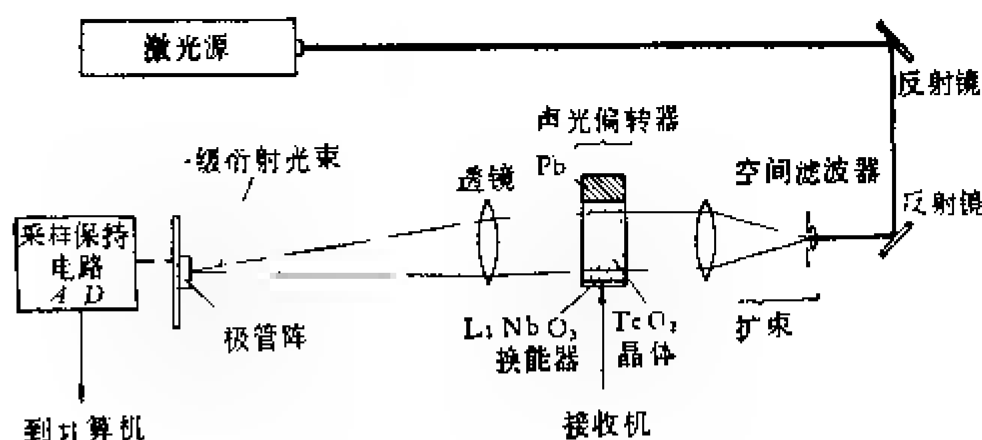


图 8.46 声光频谱仪简图.

器，声光元件和声吸收器组成. 用真空冷扩散焊接法将压电换能器焊接在声光元件上. 当在换能器上加上一定频率的电压时，它将产生相应的弹性形变，因而产生超声波，波长为 Λ. 这个超声波在由光弹性介质制造的声光元件中传播，由于超声波的作用，介质内各处将发生形变，使得介质的分子数密度和每个分子的电偶极矩发生变化，从而使介质的极化率 χ 发生变化. 由于介质的折射率 $n=\sqrt{1+\chi}$，因此当介质内有超声波传播时，介质的折射率 n 将发生周期性变化，形成一个折射率光栅（通常称为超声光栅）. 在单色的激光束入射时，同熟知的晶体对 X 射线的衍射情形完全一样，光栅将产生衍射. 在满足布喇格 (Bragg) 条件时，衍射光由于干涉而得到加强，形成干涉条纹. 布喇格条件为

$$\begin{aligned}\sin\theta &= -\frac{1}{2}\left[1+\frac{\Lambda^2}{\lambda^2}(n_1^2-n_2^2)\right]\frac{\lambda}{n_1\Lambda},\\ \sin\phi &= \frac{1}{2}\left[1-\frac{\Lambda^2}{\lambda^2}(n_1^2-n_2^2)\right]\frac{\lambda}{n_2\Lambda},\end{aligned} \tag{8.106}$$

这里 ϕ 为入射光与超声波面的夹角，θ 为衍射光与超声波面的夹角，n_1 为入射光波的折射率，n_2 为衍射光波的折射率，λ 为激光在真空中的波长. 对于各向同性衍射介质，$n_1=n_2$，式 (8.106) 可简化为

$$-\sin\theta=\sin\phi=\lambda/2n\Lambda=\sin\theta_B, \tag{8.107}$$

θ_B 称为布喇格角.

为了使声光元件中只有超声波的行波，在声光元件的另一端面上固定一个声吸收器来吸收超声波。

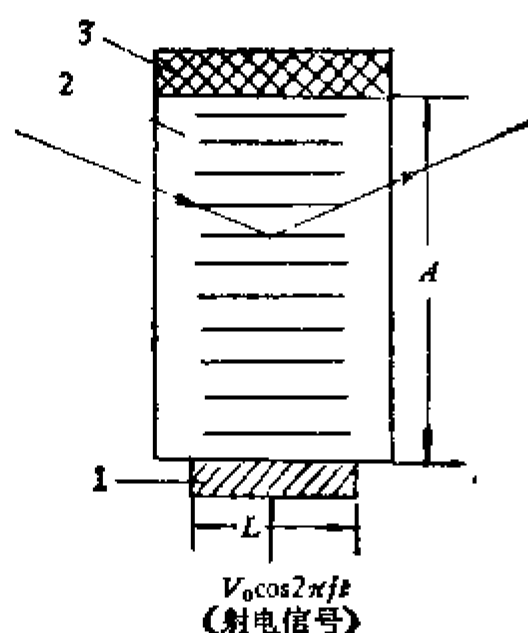


图 8.47 声光偏转器.
1——压电转换器；2——声光元件；
3——声吸收器.

当压电换能器加上不同频率的电压时，声光元件中将有不同波长的超声波传播，由于衍射而产生不同的干涉条纹，形成与输入信号频率有关的频谱图。所以当射电望远镜将接收到的射电辐射转换成中频信号并将其加到压电换能器上后，换能器就将这中频信号转换为相应的超声波。这个超声波在声光元件中传播，并保留了射电辐射的频谱信息。由激光源发出的单色光束被“超声波衍射”。可以证明，衍射角与衍射光的强度分别与输入的中频信号的频率和功率成比例。这衍射光聚焦后就得到射电辐射的频谱图。

通常，这个频谱图像的实时处理，是采用光电二极管阵（PDA 或 CCD）将频谱图上的不同光强转化为光电流，经采样、量化后送给计算机处理，在 xy 记录仪上直接描绘出射电辐射的谱线轮廓。

可以证明（具体证明可参见章末文献[7－9]），这样的声光频谱仪，其频率分辨率为

$$df = \frac{1}{\tau} \quad \frac{v}{A}, \tag{8.108}$$

频谱仪的频宽为

$$\Delta f \approx \frac{2}{3} f_0, \tag{8.109}$$

其中 τ 为超声波在声光元件口径中的渡越时间，v 为超声波在声光元件中的声速，A 为声光元件的口径（图 8.47），f_0 为声光频谱仪工作中的中心频率（也即接收机中频信号的中心频率）。

五、太阳射电频谱仪

前面讨论的四种频谱仪实际上只适用作宇宙射电辐射的谱线测量。由于宇宙射电谱线强度非常微弱，而且谱线的频宽非常窄（通常频宽和中心频率之比 $\Delta f/f_0 \ll 1$），因而对接收机灵敏度的要求非常高。为了得到谱线轮廓的精细结构，又要求有很高的频率分辨率。所以这种测量的特点是在小频率范围内进行高灵敏度、高频率分辨率的高精度测量。幸好，一般谱线并不随时间变化，所以通过增加观测时间来提高灵敏度，可以使矛盾略为得到缓和。

但在太阳射电爆发频谱测量中，情况却完全不同。太阳射电爆发是一种突变事件，它随时间的变化很快。在爆发时，原则上要求测出每一瞬间不同频率处的强度（即测它连续频谱的变化），这种爆发频谱是很宽的（通常 $\Delta f/f_0 > 1$），而且爆发强度非常高，所以这种观测的特点是在大频率范围内进行快速的低灵敏度、低频率分辨率的"粗糙"测量（相对前面所说谱线测量而言）。问题的关

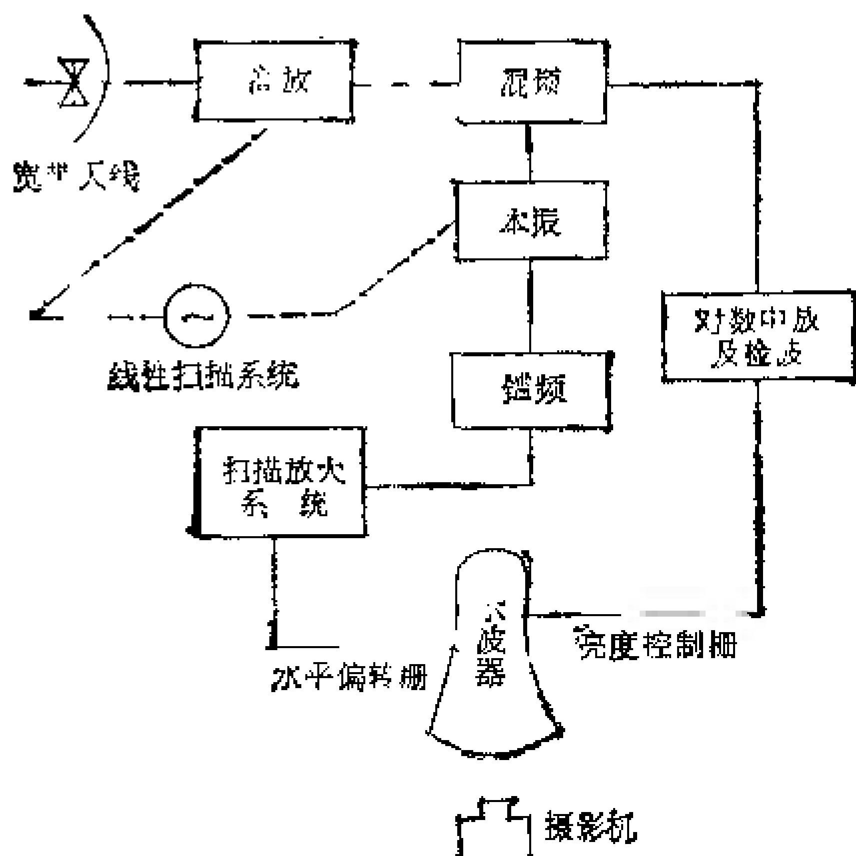


图 8.48 太阳射电频谱仪方框图。

键在于快速测量上．通常接收机的带宽要比爆发的频率覆盖小得多，为了得到每一瞬间不同频率处的强度，就要求接收机的频宽做得很宽，这样接收机的电路就非常复杂，费用就相当昂贵，所以实际测量时是使接收机的工作频率 f_0 以很快的速度扫过爆发的频率覆盖区，将每扫一次所得之频谱作为爆发某一瞬间频谱的近似值．这样重复地扫描 f_0，就可得到爆发频谱随时间变化的情况．

图 8.48 是太阳射电频谱仪的方框图． 宽频带天线在一个较宽的频带内具有相近的增益，所以天线送到接收机的信号是一个频带较宽的信号．

高频放大器的调谐回路和本振的振荡回路由线性扫描系统控制，以每秒几次的速度同步地改变．这样，本振的振荡频率和高放的工作频率随时间将同步改变（使差频出来的中频信号的频率保持不变），其结果是接收机的工作频率将随时间不断地来回扫动．

将调频的本振信号的一部分送给鉴频器，鉴频器输出一个由本振频率的扫描所决定的锯齿形电压，经放大后去控制示波器的水平偏转栅．因本振频率和高放工作频率同步，所以鉴频器输出的锯齿形电压亦和高放工作频率同步，即示波器水平扫描的一个位置相应于一个工作频率．

混频器的输出接到中频放大器上，由于爆发的变化幅度很大，所以往往取用的是对数中放（输出电压与输入电压间呈对数关系）． 中放的信号经检波后加到示波器的亮度控制栅上去控制示波器的亮度，这样示波器水平扫描时每一点的亮度相应于一个频率的信号强度． 示波器每扫描一次就得到某一瞬间爆发的频谱．若在示波器前放一个底片均匀滚动的摄影机，便可得到太阳射电爆发频谱随时间的变化．

实际上，由于技术上的原因，接收机工作频率的扫动范围仍比爆发的频率覆盖的范围要小．为此，射电天文工作者作了很多努力，比如使用不同频段的几具接收机联合作业来扩大扫频范围，至今最高水平可达 3 个倍频程，即 $\Delta f/f_0 = 3$，有关这方面内容请参见章末文献[10,11]．

§8.7 干 涉 仪

提高射电观测中的空间分辨率是射电天文中的一个突出问题，它在观测射电源的精细结构及射电源的精密定位方面起着决定性的作用。但正如§8.1中所提及的靠提高连续孔径天线的口径来提高空间分辨率，在技术上和财政上会遇到巨大的困难。为此，长期以来射电天文工作者作了巨大的努力，发展了各种类型的组合天线系统，把增大单天线口径的困难转移到电子线路和数据处理上来，并取得了卓有成效的结果。到目前为止，射电观测的空间分辨率已达到甚至超过光学观测的空间分辨率，最高空间分辨率可达0.″0002，定位精度达0.″01以上。组合天线系统渗透到射电天文观测的各个领域，可以这样说，没有组合天线系统就没有近代射电天文观测。

由于组合天线系统是以干涉原理为基础的，所以常常把各种类型的组合天线系统笼统称为射电干涉仪。

在这一节中我们将着重讨论构成组合天线系统的基本单元——双天线干涉仪的基本工作原理及其应用，并简要的介绍一些当前主要的组合天线系统。

一、双天线相加干涉仪

将间隔一定距离的两个天线所接收到的天体辐射分别传输到接收机中进行相加处理，这种系统称为双天线相加干涉仪。它的基本工作原理与双狭缝光学干涉仪相类似，图8.49为它的示意图。为了讨论方便起见，我们暂且假定：

1. 辐射源为点源，

2. 两个天线用同样长度的传输线连接至接收机，即在两根传输线内不产生附加的相位差，因而接收机内两个信号的相位关系与两个天线所接收到的信号间的相位关系相同。

3. 辐射源仅为辐射单一频率的“单色”源或接收机为工作在单

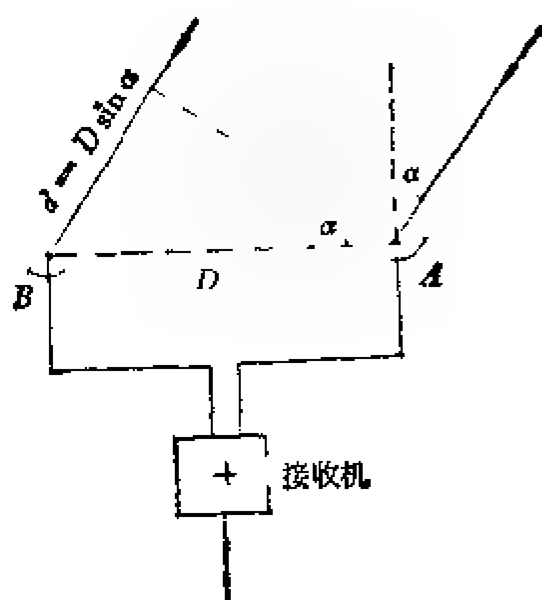


图 8.49 双天线相加干涉仪原理图.

一频率上的"单色仪".

当天体的辐射与干涉仪基线的法线成 α 角入射时，从图 8.49 可看出,天体的辐射将先到达 A 天线,然后才到达 B 天线. B 天线接收到的信号将比 A 天线接收到的信号多走一段路程 d,

$$d = D\sin\alpha, \tag{8.110}$$

d 称为光程差或简称程差. 这样 B 天线接收到的信号将比 A 天线接收到的信号落后一个 ϕ 的相位角

$$\phi = 2\pi\frac{d}{\lambda} = 2\pi\frac{D}{\lambda}\sin\alpha. \tag{8.111}$$

显然, α 角改变时, ϕ 亦相应地改变.

当 $\phi = n\cdot 2\pi$ 时, $(n = \pm 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\cdots)$

输入接收机的两路信号为同相输入,相加器的输出达极大

当 $\phi = (2n+1)\cdot\pi$ 时 $(n = \pm 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\cdots)$

输入接收机的两路信号为反相输入,相加器的输出为极小.

因而,当天体辐射从不同方向入射到干涉仪上时,干涉仪的输出将呈现周期性的干涉条纹,下面作数学推导.

当两个天线的有效面积相同，并取干涉仪基线中点作为相位参考点，则两个天线所接收到的信号电压可用下列指数形式来表示:

$$
\begin{aligned}
E_A &= E_1 e^{-j\psi/2}, \\
E_B &= E_1 e^{j\psi/2}.
\end{aligned}
\tag{8.112}
$$

接收机输入端两路信号可写为(设传输线不产生附加的相位差)

$$
\begin{aligned}
E_A' &= C \cdot E_1 e^{-j\psi/2}, \\
E_B' &= C \cdot E_1 e^{j\psi/2}.
\end{aligned}
\tag{8.113}
$$

式中 C 表示常数．相加器的输出为

$$
\begin{aligned}
E_{总} &= E_A' + E_B' = C \cdot E_1 (e^{-j\psi/2} + e^{j\psi/2}) \\
&= C \cdot E_1 \cos \frac{\psi}{2}.
\end{aligned}
\tag{8.114}
$$

因为场强方向图为

$$
F(\theta, \varphi) = |E(\theta, \varphi)| / |E_{max}|,
$$

所以干涉仪的场强方向图为

$$
F(\theta, \varphi) = C \cdot E_1 \cos \frac{\psi}{2}. \tag{8.115}
$$

干涉仪的功率方向图为

$$
\begin{aligned}
P(\theta, \varphi) &= |F(\theta, \varphi)|^2 \\
&= C \cdot E^2(\theta, \varphi) \cos^2 \left(\frac{\psi}{2}\right) \\
&= C \cdot P_1 \cdot (1 + \cos\psi),
\end{aligned}
\tag{8.116}
$$

其中 $P_1 = P_1(\theta, \varphi) = C \cdot |E_1(\theta, \varphi)|^2$ 为单天线的功率方向图，经适当选取常数 C 的值，式(8.116) 中的 P, P_1, F 均为归一化的．

当单天线为各向同性天线或用干涉仪观测时，对于不同的方位始终用单天线上瓣极大方向来对准它（即单天线作跟踪观测），$P_1(\theta, \varphi) = 1$，则式(8.116) 为

$$
P(\theta, \varphi) = C \cdot (1 + \cos\psi), \tag{8.117}
$$

式中 $(1 + \cos\psi)$ 称为干涉仪的阵因子，它只取决于干涉仪的排列及基线的方向，而与每个天线以及辐射源都无关，它表示干涉仪功率方向图的空间特性，是干涉仪本身的固有特性．

从式(8.116)，(8.117) 我们很容易作出干涉仪的功率方向图，见图 8.50．

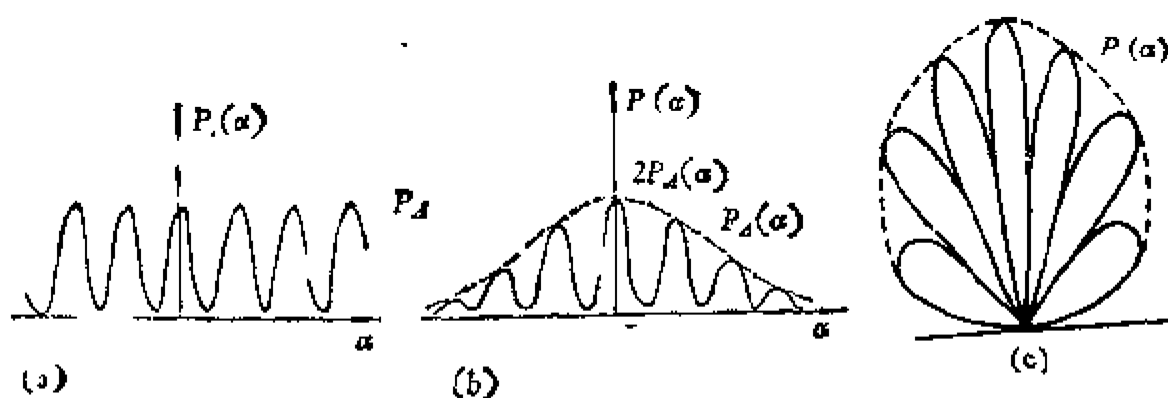


图 8.50 双天线相加干涉仪方向图.

a. 单个天线是各向同性；b. 单个天线带有方向性；c. 极坐标中的功率方向图.

图中各个干涉条纹亦称为干涉仪的各个主瓣，在 $\alpha=0$ 处的主瓣称为中央主瓣. 从图中可看出随着 α 的增大，主瓣间的间距越来越大，每个主瓣的宽度则越来越宽. 我们通常说一具干涉仪的分辨率是指中央主瓣的宽度（中央主瓣两极小间的宽度）. 显然，随着 α 的增大分辨率将降低.

由式 (8.116) 经过简单的数学运算可得相邻两个主瓣间的间距 $\Delta\alpha$ 为

$$\Delta\alpha=\frac{\lambda}{D}\sec\alpha. \tag{8.118}$$

在 $\alpha=0$ 处，中央主瓣的宽度 $\Delta\alpha$（即干涉仪的分辨率）为

$$\Delta\alpha=\frac{\lambda}{D}. \tag{8.119}$$

在 $\alpha=0$ 附近，相邻两个主瓣间的间距亦为 $\frac{\lambda}{D}$. 从式 (8.119) 可看出，干涉仪的空间分辨率仅由波长 λ 和基线长度 D 决定，当 λ 一定时，基线越长，则分辨率越高，它与单个天线的大小无关.

（一）下面讨论几种因素对干涉图形的影响

带宽对干涉仪方向图的影响

上述讨论是对某一确定波长进行的. 所导出的公式，只有在接收机频宽很窄，以致于允许用单一波长来描述系统时，它才是正

确的．如果用宽频带接收机来观测“多色”射电点源，那么，在接收带宽内的不同频率的不同干涉图形将会相互错动，并叠加成一个方向图，这方向图和上述的方向图明显地不同．

以干涉峰值位置的错动为例，用 α_{n_1} 与 α_{n_2} 表示与波长 λ_1 和 λ_2 相应的第 n 个峰值位置相应的方位角，则

$$D\sin\alpha_{n_1} = n\lambda_1,$$

$$D\sin\alpha_{n_2} = n\lambda_2,$$

$$\sin\alpha_{n_2} - \sin\alpha_{n_1} = n\frac{\lambda_2-\lambda_1}{D}.$$

由于 $\alpha_{n_2}-\alpha_{n_1}=\Delta\alpha_n$ 很小，上式可以近似写成

$$\Delta\alpha_n \approx \frac{n}{D}\sec\alpha_n\cdot\Delta\lambda, \tag{8.120}$$

其中 α_n 为对应于中心频率 λ_0 的第 n 个峰值的方位角．从上式可看出：

1．相应于同一条纹阶 n，由于工作波长 $\Delta\lambda$ 的差别，会使峰值

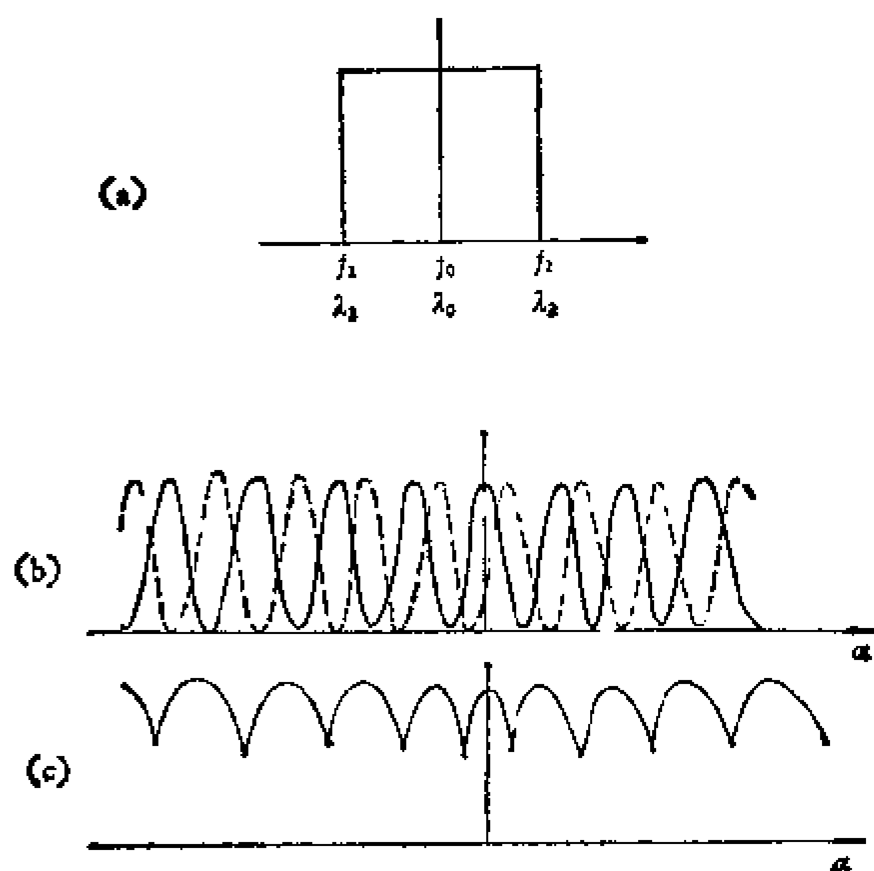


图 8.51　带宽和干涉图形的关系．

的位置有 $\Delta\alpha_n$ 的错动．同样，可以证明条纹的零点也会作相应的移动，见图 8 51(b)．

2. 不同阶条纹的错动不相同，阶数越高，即 α_n 越大，错动也越大．

3. 由于这种错动，条纹宽度（主瓣宽度）会加宽．见图 8.51 (c)．

4. 由于这种错动，还会导致干涉图形调制深度的下降，见图 8.51(c)．

（二）面源对干涉图形的影响

当射电源不是一个点源，而是张角具有一定"宽度"的面源时（假定面源上各点是互不相关的），射电源上不同点发出的电磁波到达干涉仪后各自形成的各阶条纹都会有错动，它们互相叠加后形成的总的干涉图形的振幅将会减小．当面源上某一个点辐射源位于干涉瓣极大方向上时，两个天线所收到信号的相位完全相同，相加的结果产生干涉图形的极大．这时面源上另一个点辐射源显然就不能处于干涉瓣的极大方向，两个天线所收到的信号间就存

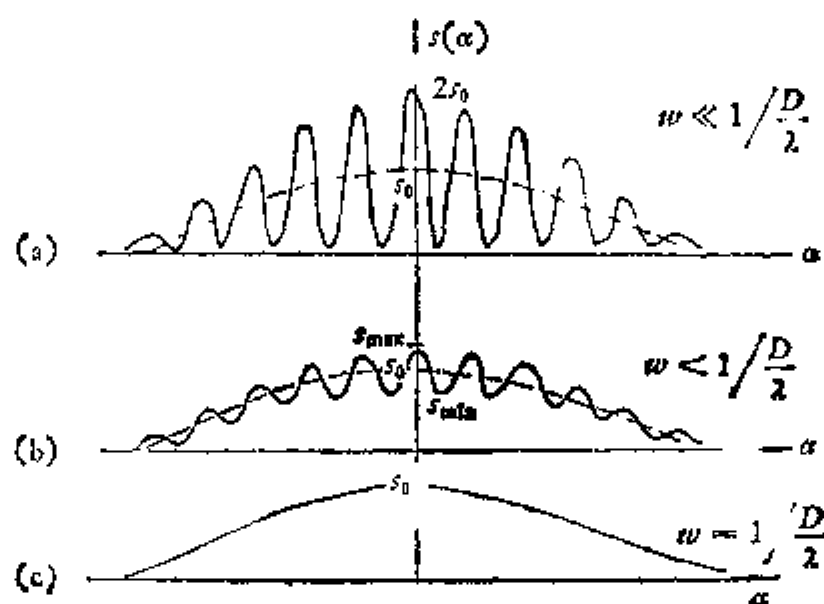


图 8.52 干涉图形．
(a) 点源；(b) 角径 $w<1\Big/\frac{D}{\lambda}$ 的面源；(c) 角径 $w=1\Big/\frac{D}{\lambda}$ 的均匀面源．

在一定的相位差,因而将抵消一部分．这样，干涉仪对面源总的响应及干涉图形的极大点的"高度"将下降．同样，当辐射源处于干涉图形极小位置时，并不是辐射源上所有的点都处于干涉图形的极小点，因而所得记录并不为零．于是,随着辐射源张角的增加，记录到的干涉图形的幅度将越来越小,当张角达到某一值时，干涉仪记录图形的幅度将下降到零．辐射源的张角继续增加，则干涉图形的幅度重新增大(达不到点辐射源记录的最大高度)．

图 8.52 给出三种射电源扫过一具基线长度一定的双天线干涉仪时所记录的干涉图形,其中 w 为源的角径．

以上讨论的数学推导如下：

重写双天线干涉仪对点源的响应

$$P = P_1(1 + \cos\phi) \tag{8.121}$$

其中 $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} D \cdot \sin\alpha = kD\sin\alpha$，$k = \frac{2\pi}{\lambda}$，当 α 很小时

$$\phi \approx kD\alpha.$$

现在考虑一个处在 α' 方向的辐射源,它在 $(\alpha' - w)$ 到 $(\alpha' + w)$ 之间有着均匀分布的亮度,并设每单位 α 角给出的功率为 ΔP_1，则干涉仪总接收功率为

$$\begin{aligned} P &= \int_{\alpha'-w}^{\alpha'+w} \Delta P_1[1 + \cos(kD\alpha)]d\alpha \\ &= 2\Delta P_1 w + \frac{2\Delta P_1}{kD} \cdot \sin(kDw)\cos(kD\alpha') \\ &= P_1\left[1 + \frac{\sin(kDw)}{kDw} \cdot \cos(kD\alpha')\right]. \end{aligned} \tag{8.122}$$

显然,上式对任何一个 α 均成立,因此式(8.122)可写成

$$P = P_1\left[1 + \frac{\sin(kDw)}{kDw} \cdot \cos(kD\alpha)\right], \tag{8.123}$$

式中 $P_1 = 2\Delta P_1 w$ 为一个单独天线所接收到的辐射源功率．式中的 $\cos(kD\alpha)$ 项产生干涉条纹,其振幅受因子 $A = \frac{\sin(kDw)}{kDw}$ 的

制约。

1. 当 $w \ll \frac{1}{D/\lambda}$，即 $w \cdot \frac{D}{\lambda} \ll 1$ 时，因子 $A \approx 1$，这就是点辐射源的情况，如图 8.52(a) 所示。

2. 当 $w < \frac{1}{D/\lambda}$，即 $w \cdot \frac{D}{\lambda} < 1$，即 $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot Dw < 2\pi$，因子 $A < 1$，这是图 8.52(b) 所示的情况。

3. 当 $w = \frac{1}{D/\lambda}$，即 $w \cdot \frac{D}{\lambda} = 1$，即 $\frac{2\pi}{\lambda} Dw = 2\pi$，因子 $A = 0$，是图 8.52(c) 所示情况。干涉条纹消失。

二、双天线相关干涉仪

将间隔一定距离的两个天线所接收到的天体辐射分别传输到接收机中进行相关处理，这种系统称为双天线相关干涉仪，见图 8.53.

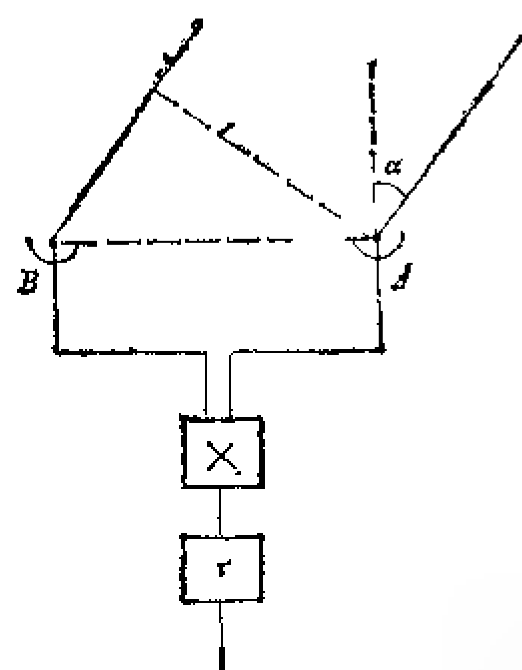


图 8.53 双天线相关干涉仪原理图.

设天线 A 接收到天体辐射所感应的电压为 E_{SA}，天线 B 接收到天体辐射所感应的电压为 E_{SB}。若天线 A 和天线 B 大小相同，则

$$|E_{SA}| = |E_{SB}| = E_1.$$

又设 E_{NA} 代表天线 A 接收到的天空背景噪声及天线 A 到相关器间接收机本机噪声之和。E_{NB} 代表天线 B 接收到的天空背景噪声及天线 B 到相关器间接收机本机噪声之和。于是相关器的两路输入信号分别为

$$E_A = E_{SA} + E_{NA},$$
$$E_B = E_{SB} + E_{NB}.$$

相关器的输出为

$$W' = E_A \cdot E_B = (E_{SA} + E_{NA})(E_{SB} + E_{NB})$$
$$= E_{SA} \cdot E_{SB} + E_{SA} \cdot E_{NB} + E_{NA} \cdot E_{SB}$$

$$+ E_{NA}\cdot E_{NB}. \tag{8.124}$$

这个相关器的输出经过时间常数为 τ 的积分器平滑后（设 τ 足够长，以至可以为是在无限长时间内积分）成为

$$W = \overline{W'}$$
$$= \overline{E_{SA}\cdot E_{SB}+E_{SA}\cdot E_{NB}+E_{NA}\cdot E_{SB}+E_{NA}\cdot E_{NB}}, \tag{8.125}$$

式中字母上方的横线表示在无限长时间内的平均.

天体辐射的信号、天空背景噪声、接收机本机噪声均是随机变量，且都是随机平稳过程，除了信号 E_{SA} 与 E_{SB} 间是互相相关以外，其余各量间都是互不相关的. 由概率论讨论知道这些量两两相乘后取无限长时间的平均值为零，即

$$\overline{E_{SA}\cdot E_{NB}}=0,\ \overline{E_{NA}\cdot E_{SB}}=0,\ \overline{E_{NA}\cdot E_{NB}}=0.$$

这样式(8.125)可写为

$$W=\overline{E_{SA}\cdot E_{SB}}=\overline{E_0\cos\omega t\cdot E_0\cos(\omega t+\phi)} \tag{8.126}$$

与前面相同，ϕ 表示天体辐射信号到达两天线时的相位差（这里 A 天线为相位原点）.

不难得到

$$W=E_0^2\ \overline{\cos^2\omega t}\cos\phi \tag{8.127}$$

由于 $\overline{\cos^2\omega t}$ 为一常数，$E_0^2\propto P_1$，P_1 为单天线功率方向图，

$$\therefore \qquad W=c\cdot P_1\cos\phi. \tag{8.128}$$

式(8.128)就是相关干涉仪的功率方向图. 适当选取常数值，使它成为归一化的. 与相加干涉仪类似，令 $P_1=1$ 时有

$$W=c\cos\phi, \tag{8.129}$$

式中 $\cos\phi$ 就是相关干涉仪的阵因子. 按式(8.129)可作出相关干涉仪的功率方向图，见图8.54. 从式(8.129)可看出，相关干涉仪的主瓣宽度亦为 $\frac{\lambda}{D}$（中央主瓣），主瓣间距为 $\frac{\lambda}{D}$（$\alpha=0$ 附近）.

在式(8.128)所表示的输出功率中不包含天空背景噪声和本机噪声等非相关项，而在相加干涉仪器中若考虑这些因素时，显然

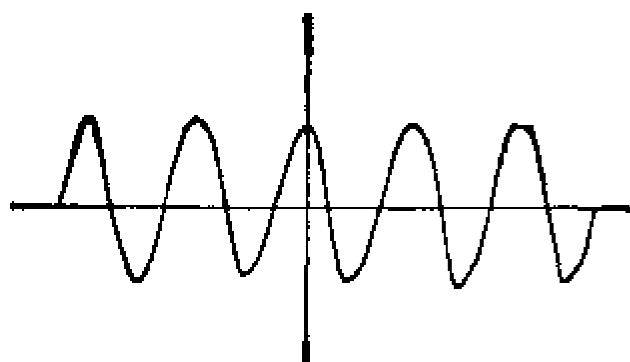


图 8.54 相关干涉仪的功率方向图.

是包含这些因子的. 这就是说，相加干涉仪不能排除天空背景噪声与本机噪声的影响，而相关干涉仪却能消除这些影响，这是相关干涉仪比相加干涉仪优越之处.

三、几种组合天线系统的简述

(一) 多天线干涉仪

多天线干涉仪是由一组结构相同，取向一致的多个天线组成的系统，见图 8.55. 相邻两个天线的间距为 S，基线总长度为 D，每个天线的输出信号通过传输线在接收机的输入端相加，它的工作原理与光栅一样，所以亦称为栅式干涉仪.

天体辐射到相邻两个天线的程差和相位差分别为

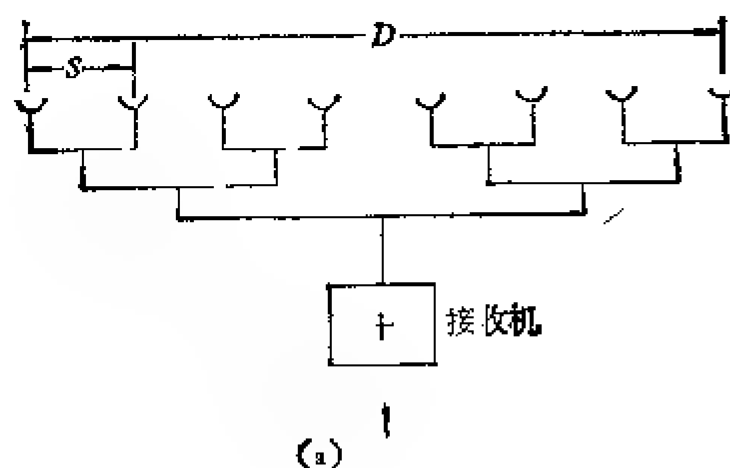
$$d = d_1 = d_2 = \cdots = d_N = S \cdot \sin\alpha,$$

$$\phi = \phi_1 = \phi_2 = \cdots = \phi_N = \frac{2\pi}{\lambda} S \cdot \sin\alpha.$$

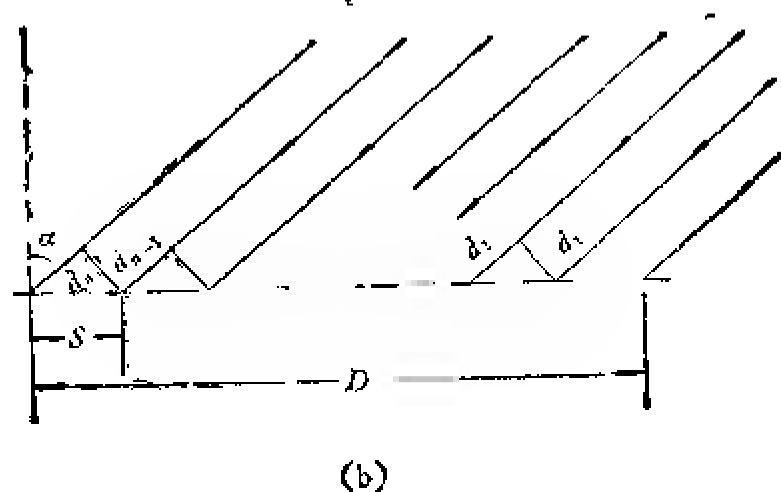
通过与双天线相加干涉仪相类似的推导，可以证明它的功率方向图可用下式表示:

$$P = c \cdot P_1 \cdot \frac{\sin^2 \frac{N\phi}{2}}{N^2 \cdot \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \tag{8.130}$$

式中 N 为多天线干涉仪的天线元数目，作跟踪观测或单天线元为各向同性天线时，上式可写为



(a)



(b)

图 8.55

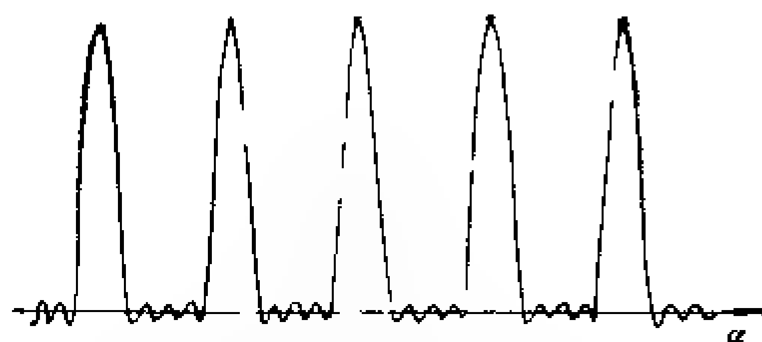


图 8.56 多天线干涉仪的功率方向图.

$$P = c \cdot \frac{\sin^2 \frac{N\phi}{2}}{N^2 \cdot \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \tag{8.131}$$

图 8.56 为它的功率方向图. 干涉图形的极大在

$$\sin\alpha = \frac{k_1\lambda}{S}\text{处}, \quad (k_1 = 0, \pm 1, \pm 2\cdots)$$

干涉图形的极小在

$$\sin\alpha = \frac{k_2\lambda}{S}\text{处}, \quad (k_2 = \pm 1, \pm 2, \cdots)$$

但要除去 $k_2 = Nk_1$ 的那些点,因为这些点不是极小而是极大，在两个极大值之间有 $(N-1)$ 个极小。

干涉仪的分辨率(即中央主瓣的瓣宽)为

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{NS}, \tag{8.132}$$

两个主瓣的间距(在 $\alpha = 0$ 附近)为

$$\delta\alpha = \frac{\lambda}{S}. \tag{8.133}$$

从上式可看出：

1. 干涉仪的分辨率仅决定于 NS 和工作波长 λ，而 $NS \approx D$ 是干涉仪基线的总长度. 所以，工作在一定波长上的干涉仪的分辨率仅决定于基线总长度而与干涉仪所包含的天线单元数无关.

2. 干涉仪主瓣间距仅与相邻天线单元的间距有关. 在干涉仪基线总长度不变时,将天线单元数增加一倍,则主极大间的距离将增大一倍,而主极大的数目将减少一倍. 天线的数目越多,主极大间的距离越大,干涉瓣数目越少. 极限情况下,当天线连成一片成为连续天线时，方向图就只剩下一个主极大，但其分辨率始终不变,它仅决定于基线总长度.

(二) 米尔斯十字

上面讨论过的几种干涉仪，其单元天线都是沿着基线方向排列在一条直线上. 它们的功率方向图是扇形，只具有一维空间分辨率,即在沿基线方向有高空间分辨率,而在垂直于基线的方向上的空间分辨率只与单元天线的空间分辨率相同. 米尔斯 (Mills) 十字可克服这个缺点而得到两维空间分辨率. 两具长而窄的抛物

柱面天线，一具在东西方向上，一具放在南北方向上，在地面上构成一个十字形，如图 8.57(a) 所示. 每具天线的方向图都是扇形响应，将两个天线的信号送到接收机的相关器内，使它们的场强方向图相乘，则接收机的输出就只包含两具天线都同时接收到的那一部分天区的信息，即图 8.57(b) 中的阴影部分，从而得到具有两维空间分辨率的铅笔束方向图.

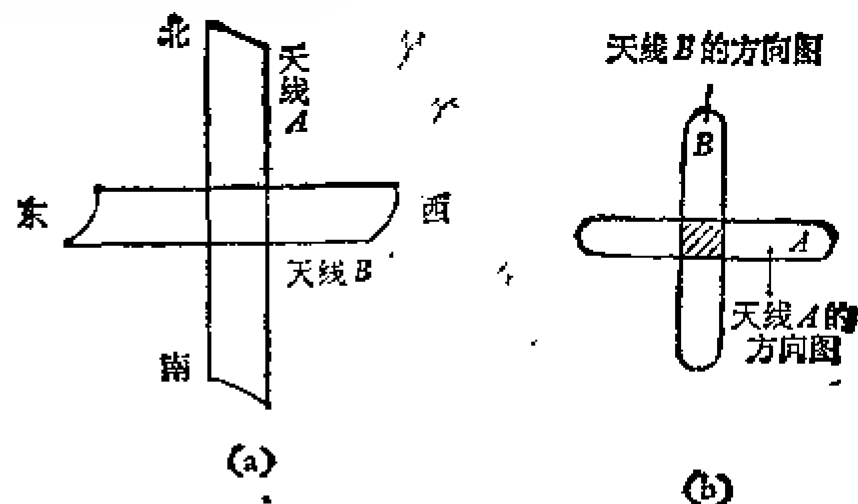


图 8.57 米尔斯十字工作原理

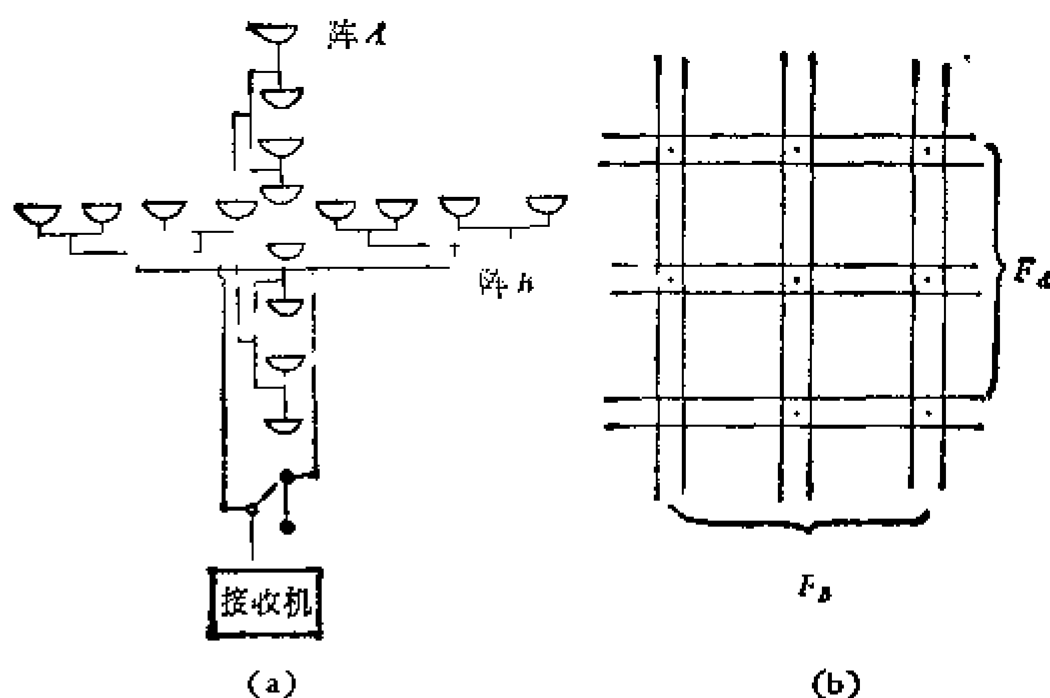


图 8.58 十字栅式干涉仪.

当用多天线相加干涉仪代替长而窄的柱形抛物面时，就成了十字形栅式干涉仪，见图 8.58 (a). 这个系统产生多个两维铅笔束方向图，见图 8.58(b). 这种系统广泛应用于太阳射电观测，只要

天线间的间距选择适当，使得天线阵方向图波瓣的间距大于太阳直径，就不会产生混淆．但在宇宙射电观测中，这种多瓣性会导致混淆，因此它不适宜作这方面的工作．

（三）综合口径

很多射电天文工作要求对射电源进行高分辨的亮度分布测量．采用连续孔径天线时可使天线主波束扫过射电源从而得到射电源的像，但这种方法空间分辨率不能很高．若采用干涉仪观测，只要基线足够长，实现高分辨率观测是可能的．但如上所述，它有多波束效应，特别在基线较长时，干涉仪功率方向图中相邻两个主波束间的角距离很小，用它来观测射电源的亮度分布就会产生混淆效应，因而往往无法得到射电源的像．五十年代发展起来的综合口径技术成功地解决了这个问题，它可以得到高分辨的射电像．这在射电天文技术方法上是个重大的突破．发明这个技术的英国科学家赖尔（M. Ryle）因而获得了诺贝尔奖金． 下面我们简要介绍一下这个技术的物理概念．

我们知道，任意一个时间的周期函数都可展成傅里叶级数[1]，而任一个时间的非周期函数都可用傅里叶积分表示．

这就是说，任何一个时间函数都可分解为若干个时间频率不同的三角函数之和．从数学上讲，并不要求自变量一定是时间，任何一个自变量 x 的周期或非周期函数均可分别展开成上述两种形式．现在我们考虑一个一维亮度分布的射电源，它的射电亮度分布函数是以空间角度 α 作为自变量的，显然，它亦可以进行傅里叶展开：

$$f(\alpha)=\frac{c_0}{2}+\sum_{n=1}^{\infty}c_n\cos(n\Omega\alpha-\varphi_n),\qquad(8.134)$$

$$f(\alpha)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}g(\Omega)e^{i\Omega\alpha}d\Omega.\qquad(8.135)$$

---

1) 只有满足狄义赫条件的函数才能这样展开，在射电天文中遇到的函数一般都能满足这些条件．

与时间频率相类似，称Ω为“空间频率”。上述两式表明任一射电亮度分布均可分解为若干个不同空间频率(Ω)的三角函数之和。

由双天线相关干涉仪的讨论知道，随着空间角度α的变化，干涉仪的输出呈现为一个余弦函数，它的周期为两个主瓣间角距$\frac{\lambda}{D}$，记$x=\frac{\lambda}{D}$，因而它的空间频率为$\frac{1}{x}$。这就是说，具有基线为$D=\frac{\lambda}{x}$的干涉仪对射电源亮度分布的测量，实际上仅能测得射电源的空间频率为$\frac{1}{x}$的一个谐波成分。显然，由此来获得射电源的亮度分布是很不够的。因此我们必须改变基线长度为$x_1=\frac{\lambda}{D_1}, x_2=\frac{\lambda}{D_2}, x_3=\frac{\lambda}{D}, \cdots$，进行不同基线的各种观测，由此而测得不同空间频率的谐波成分，然后利用傅里叶变换综合出射电源的亮度分布。这就是综合口径的基本思想。

上述概念很容易推广到两维亮度分布。这时，干涉仪基线不仅长度要变，而且其空间取向也要改变。如图8.59所示，天线A固定，天线B在不同方向上取各种距离进行观测，每次观测都和A点取相关，得到许多谐波分量，再由傅里叶变换求出亮度分布。上述两个较小天线的多组观测结果相当于图8.59中虚线所示的一个大口径天线所起的作用。这实际上起了“化整为零”的作用，把制造大口径天线的困难转化为一系列数学处理。随着电子计算技术的发展，数学处理比制造巨型天线要容易得多，因而这一技术获

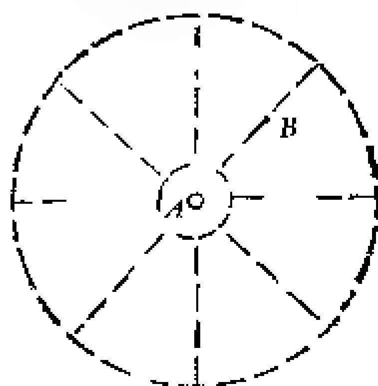


图 8.59

得了十分广泛的应用。这种技术的缺点是，由于要进行多组观测，则需花费很多时间，因此它只适用于在观测过程中亮度不变的射电源。

(四) 甚长基线干涉仪 (VLBI)

如前面所述，双天线干涉仪的空间分辨率与 $\frac{\lambda}{D}$ 成正比。当工作波长 λ 一定时，要提高空间分辨率就必须增加基线长度 D。通常干涉仪都是采用超外差接收机形式，如图 8.60 所示。本振信

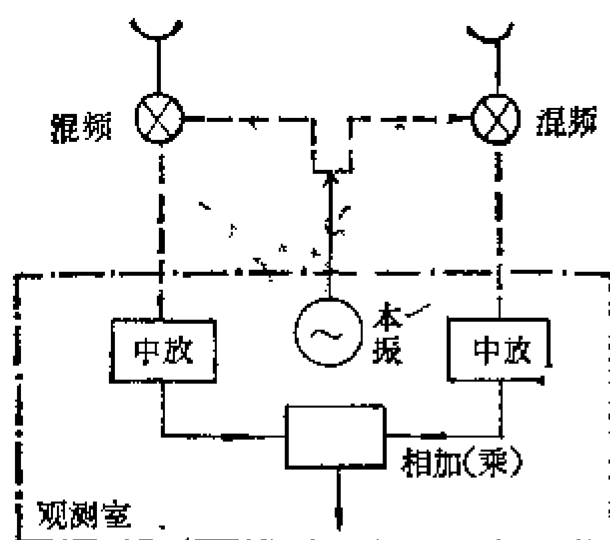


图 8.60

号通过传输线（图中所示虚线）加到位于天线端的混频器内，天线接收到的信号经过混频后通过传输线（图中的虚线）加到观测室内的接收机进行处理。随着基线 D 的增加，传输线亦相应增长。由于各种外界因素的影响，传输线内会产生附加的随机相位差。传输线越长，这种影响愈大而且愈难控制。影响严重时，甚至能破坏干涉仪的相干性，以致于无法得到干涉条纹。而且，当基线增加到几百公里甚至几千公里时，由于各种复杂的地形（如山川、河流等）的影响，要通过传输线进行直接的物理联系，在工程技术上也几乎是不可能的。六十年代发展起来的甚长基线干涉技术可以克服这个困难。

甚长基线干涉仪的基本工作原理如图 8.61 所示。在两个大

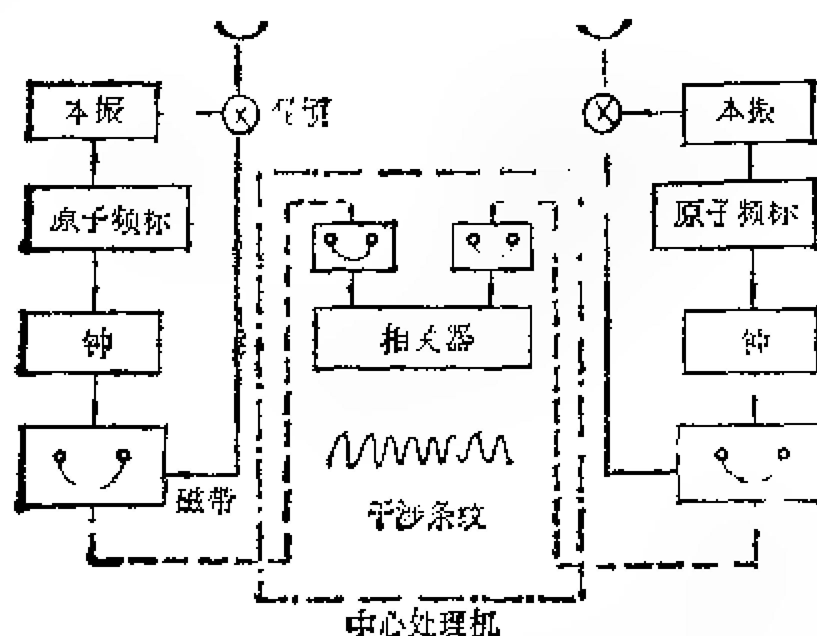


图 8.6. VLBI 工作原理.

线端分别使用两个频率高稳定的独立本振，混频后输出的信号先分别由磁带记录下来. 观测结束后，将这两个磁带送到中央处理机进行信号处理. 这样就避免了直接的物理联系，也就不需要使用很长的传输线. 所以就其本质而言，甚长基线干涉仪就是一具独立本振、磁带记录、事后处理的双天线干涉仪. 由于采用了两个独立本振，为了保证中频信号间的相位关系与天线信号间的相位关系相一致，就要求两个独立本振在观测时间内保持相关，在观测时间内，其相位均方根起伏必须小于 1 弧度，原子钟可满足这个要求. 磁带记录、还原、相关处理系统是 VLBI 技术的另一关键问题，对它的要求是宽频带、大信息容量、现代化的数字记录及处理技术. 为此，发展了专用的 MK 处理系统，至今已有 MKI，MKII，MKIII 三种系统.

参 考 文 献

[1] D. Morris, V. Radhakrishnan, G. A. Seielstadt, Astrophys. J., Vol. 39, p. 551, 1964.

[2] R. A. Batchelor, J. W. Brooks, B. F. C. Cooper, *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Ap-16, p. 228, 1968.

[3] Д. В. Корольков, Н. . Собелева, Г. Б. Гельфрейх, *Известия, ГАО.* Том. XII, No.164, 1960.

[4] S. Weinreb, *Res Lab. of Electron. M I. T. Tech. Rep* No 412, 1963
[5] R. X McGee, J D Murray *Proc IRE (Aust)*. Vol 24, p 191, 1963
[6] R. A. Batchelor, J W Brooks, M. W. Sinclair, *Proc IRE. (Aust)*, Vol. 30, p. 39, 1969.
[7] И. В. Бенединиук Ю. Л. Обзненко, *Техника кино и телевидения*. No.6, p. 3, 1978.
[8] N. Kaifu, N. Ukita, *Pub. Astro. Soci. Japan*, Vol. 29, No. 2, p 437, 1977.
[9] N. Uchida, N Niizeki, *Proc IEEE*, Vol. 61, p 1073, 1973
[10] S. Suzuki, C. F Attwood and K. V. Sheridan, *IEEE Trans. Antennas. Propagat*, Ap-14, p. 91, 1966.
[11] J Hanasz, U. V. G. Rao and K V. Sheridan, *IEEE. Trans. Antennas. Propagat*, Ap-14, p. 804, 1966.

第九章　红外天文观测

1800 年，英国天文学家赫歇尔（W. Herschel）在观测太阳时，为了不致灼伤自己的眼睛，用着色玻璃作滤光片以减弱太阳像的亮度，他在寻找合适的滤光片和分光光谱温度的最高点的过程中，偶然发现了“红外线”.

红外辐射的发现虽然很早，但由于多方面的原因，红外技术和理论，以及它的应用却发展缓慢. 因而红外天文的发展速度也远比射电天文来得慢.

二十世纪以来，由于红外探测器灵敏度的不断提高，红外滤光器和致冷技术的改进，红外技术在科学、工业和国防上的应用越来越广泛. 同时也促进了红外天文学的发展. 虽然红外天文学是一个年轻的研究领域，但它填补了光学天文学与射电天文学之间的“缺口”，成为全波段天文学中重要的一环，是最受天体物理学家们重视的观测天文学领域之一.

§9.1　引　　言

很久以前，天文学家就想到，如果能在红外波段观测天空，必将和人眼看到的情况大不一样. 这正如用照相底片拍摄的星空与人眼观测到的大不相同.

发现红外辐射的赫歇尔也是最早进行红外天文观测的天文学家. 他第一个用棱镜和简单的测辐射热计，测量太阳的红外辐射. 据说，1869 年罗斯（Rosse）曾在口径 90 厘米的反光望远镜上，用热电偶测量了来自月球的辐射. 然而，由于长期以来找不到灵敏的红外探测材料，探测器灵敏度不够，无法接收到来自天体的微弱的红外讯号，直到本世纪初几乎没有再做过象样的红外天文观

测。

1901 年，兰莱（S P Langley）和阿波特（Abbot）研制了一种改进型的测辐射热计，它是一个装有对微小热量敏感的热敏电阻的仪器，用来进行红外天文观测。以后，威尔逊山天文台和洛威尔（Lowell）天文台的天文学家们又改进了这种技术，在缺乏高性能滤光器的情况下，完成了对行星辐射的测量。本世纪二十年代末，一批天文学家用辐射计、测辐射热计和热电堆测量了大量恒星的红外辐射。尽管所得结果灵敏度较低，但直到二十年前，所获得的资料一直是求恒星有效温度和热改正的依据。

新的高灵敏度红外探测器的发明和制造，促进了红外天文学的发展。1947 年首次将硫化铅、碲化铅等光电导型探测器作用于红外天文观测，观测了太阳、水星、金星和亮恒星(天狼星与晚型变星蒭藁增二）等天体。1950 年又有人用硫化铅探测器测量了亮恒星的中红外辐射。而大规模开展红外天文观测是在 1960 年以后，这是由于硫化铅元件敏度的不断提高，以及引进致冷的光电探测器和测辐射热计；同时也由于滤光片和低温技术的发展大大提高了探测红外天体的功能。

在红外天文学迅速发展的短短二十多年来，它已经完成了对宇宙几个层次中各类亮天体的观测，观测对象从太阳系的大行星及其卫星、彗星，到银河系的红外星、各类恒星、红外星云、脉冲星、X 射线源，直到河外星系，都取得了令人鼓舞的初步结果，发现了不少出乎意料的现象。尽管这仅仅只是红外宝库中的一小部分，但也已显示出红外天文观测在窥测宇宙奥秘中的重要作用。

例如，在下列各领域中存在着大量课题需要解决。

1. 温度小于 4000K 的天体，它们的辐射主要在红外区。这些低温天体包括月亮、行星和冷的银河天体，尤其是原恒星。

2. 红外波段提供了独特的犀利武器，可以探测深陷在尘埃中的区域，如银河系中心、HII 区和浓密的暗云。

3. 已经观测到几个河外天体，它们主要（如果不是全部）在红外波段辐射能量。

4. 许多特殊星系和类星体，它们发射异常强烈的红外辐射。

5. 天体物理学中许多重要分子的振动和转动光谱线就在红外区。

因此，红外天文观测在解决下面几个很重要的天文学问题时是必不可少的。

1. 从浓密的尘埃和气体云形成恒星，以及相继的演化过程。

2. 某些光度特别强的星系核的能源。

3. 银河系核光度强的起源。

4. 银河系内气体和尘埃的整体分布，以及它们与恒星含量和银河系结构的关系。

5. 星系物质成分的丰度、分布和化学动力学。

6. 宇宙背景红外辐射的能量。

天体物理学家们公认，要解决天体起源与演化问题，没有红外和射电观测是不行的。可见红外天文学已成为天体物理学中不可缺少的一个分支。七十年代初，美国天文调查委员会向美国科学院提出的十年计划中，红外天文就被列为最优先发展的四个重点项目之一。

与光学观测类似，红外天文观测的内容也大致可分三类：光度与偏振的测量，光谱测量，巡天观测。宽波段的光度测量和偏振测量是目前做得最多的工作，因为它可以测量较暗的天体，而且也比较容易做。通过这类红外观测，可以获得有关天体连续辐射的知识，以及星际尘埃和绕星尘埃的性质。红外光谱工作目前采用两种方法进行：一种是用可变通带的干涉滤光片进行光谱扫描，其实质是进行一系列窄波段测光；另一种则是应用很有发展前途的傅里叶光谱仪。由于一批具有天体物理意义的原子、分子和离子的谱线位于红外波段，因此红外光谱的研究工作将来必然要起重要作用。目前由于观测技术较差，仅观测了有限数量的亮星，处于初始阶段。红外巡天与光学巡天观测一样，被用来发现新的红外天体。尽管红外天文观测的手段似乎与一般光学观测没有多大差别，但红外辐射与可见光在波长上的差别，却给观测技术和方法带

来许多不同之处。

通常红外波段的范围为 1—1000 微米（1 毫米）。其中又可大致分为：近红外，0.8—2.5 微米；中红外 2.5—25 微米；远红外，25—1000 微米等三个波段。

在地面上进行红外观测必须考虑大气对红外辐射的消光作用。组成大气的各种成分中，对红外辐射最有影响的是 CO_2，H_2O，O_3 等气体，其中尤以水汽的吸收作用最厉害。N_2O，CO，NO，SO_2 等气体在红外波段也有吸收带。由于上述大气成分的消光作用，地面红外观测仅限于其中心波长分别位于 1.2 微米、1.6 微米、2.2 微米、3.4 微米、5 微米、10 微米和 22 微米的几个波段（即"大气窗口"），它们相应被称作 J 带、H 带、K 带、L 带、M 带、N 带和 Q 带。此外，在波长 34 微米处还有一个微弱窗口，称为 Z 带。波长大于 40 微米的远红外区，地球大气对它完全不透明，只能用飞机、气球和火箭等进行高空观测。至于红外天文卫星，由于技术上的种种困难，直到八十年代才发射。

红外天文观测与普通光学观测不同的另一特点是背景红外辐射问题。它给红外观测带来极大困难。背景辐射包括天空背景和周围环境的红外辐射。由于人眼完全感觉不到红外光，对它们的干扰也就缺乏感性知识，从而对问题的严重性认识不足。实际上，周围环境的辐射与温度 300 K 的黑体辐射十分类似，它辐射的极大值就出现在 10 微米附近。而来自天空背景的热辐射，在波长大于 5 微米的波段中，白天和黑夜的亮度也几乎差不多。因此，可以想象在这样的环境中进行红外观测，就如同一位光学天文观测者被迫在光天化日下观测恒星一样。为了尽量减少背景辐射对观测的干扰和影响，一方面必须注意红外望远镜的选址，要选择在寒冷，干燥的高山或高原上进行观测。另一方面，对专用的红外望远镜的设计和制造，必须提出一些特殊要求，使能适应不利的观测环境。

一般天体的红外辐射相当微弱，为了能在一个强噪音背景上区分出天体微弱的红外辐射信号并对它进行定量测量，因此要求红外天文观测不但要有口径较大的红外望远镜，还要求使用的红

外探测器比一般红外探测器具有更高的灵敏度和更优良的性能。在技术上，通常采用与射电观测相类似的交流调制选频放大(选频时要求频带尽量地窄)，以及还要应用低温冷却技术。所有这些，使红外天文观测比光学观测要复杂困难得多，即使已考虑了上述仪器和技术上的问题，红外天文测量的精度目前也仍然只有 0^{m}1 左右。

本章在前面已介绍的光学观测原理和方法的基础上，简要介绍红外天文观测的方法和技术，主要内容包括红外望远镜、红外探测器、红外观测的特殊附件和技术、空间红外观测和红外光度系统等。重点突出红外观测的基本特点，而不重复那些在光学观测中曾用到的概念、仪器和方法。

§9.2 红外天文望远镜

红外辐射的特点决定了红外望远镜不同于一般光学望远镜。目前天文台应用的大型光学反射望远镜，具有下列共同的特点：

1. 卡塞格林焦点的焦比相对地小。
2. 望远镜镜筒内装有挡光筒，使在卡焦焦点处直接看不见天空，为了减少进入焦平面的散射光，在卡焦视场内，除镜面本身外，所有表面均涂黑。
3. 未被遮盖的视场尽量大，并很好地改正了像差。
4. 反射镜镜面均为镀铝镜面。

红外天文望远镜的特点与观测者周围环境及天空背景的辐射特点密切相关。因此，在介绍红外望远镜之前，先讨论周围环境和天空背景的辐射特点。

白天，背景辐射由周围物体反射和散射太阳光及物体本身的热辐射所组成。太阳辐射的极大亮度约在 0.5 微米处，而周围物体的辐射大致与 300K 温度的绝对黑体类同。图 9.1 给出了雪、草地、土壤和纯砂的分光辐射亮度，这些物质的分光辐射亮度分布基本

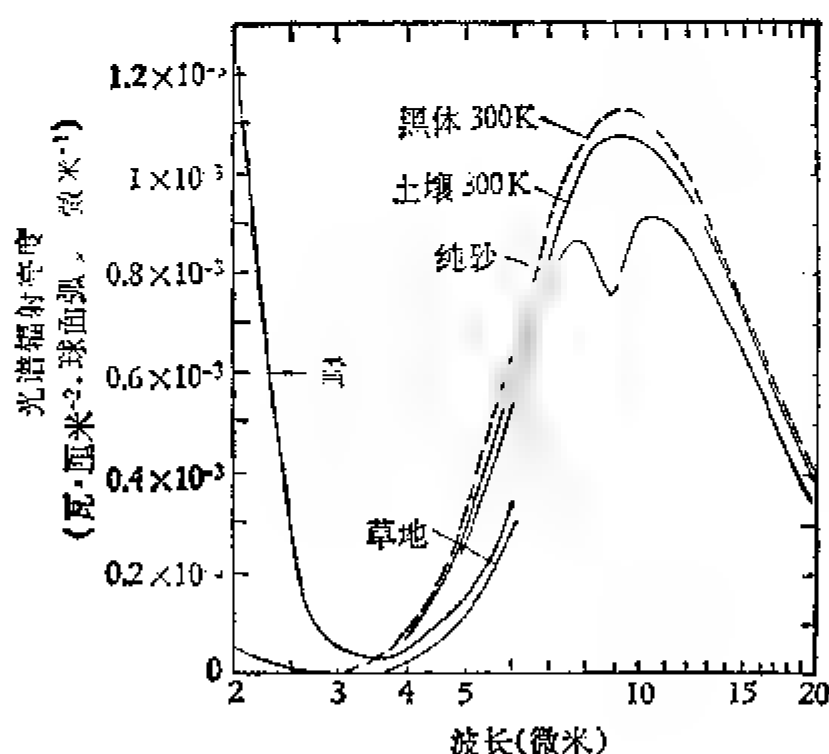
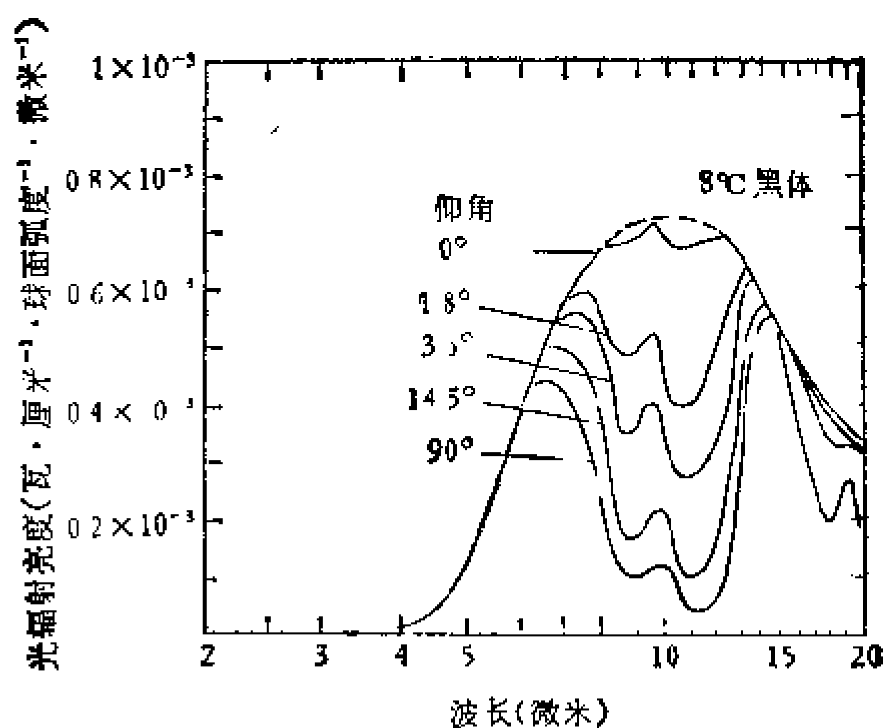


图 9.1 白天观测的典型地面物质的光谱辐射亮度.

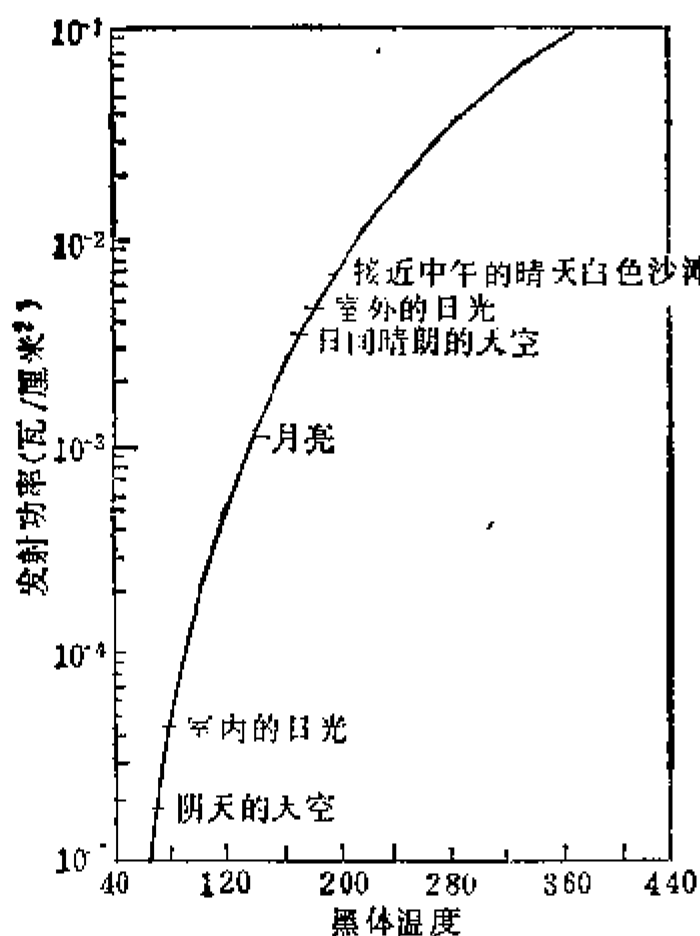
相似. 每一种分布都有两个峰值,在 3 微米到4微米间有一个极小值. 短波峰值是反射和散射太阳辐射形成的, 长波峰值则是物质本身的热辐射. 夜晚,属于反射和散射的那一部分消失,周围环境的辐射就变成温度 300K 左右的灰体辐射.

天空背景的分光辐射亮度曲线呈现出大致与地面环境类似的特点,即 3 微米以下为散射太阳辐射, 3 微米以上是大气本身的热辐射. 由于大气的发射本领与辐射传播路程中水汽、二氧化碳、臭氧等的含量有关,因此,为了估算天空的辐射亮度, 必须同时知道大气的温度和视线的仰角. 图 9.2 给出晴朗夜空的分光辐射亮度及其随视线仰角的变化. 低仰角时, 大气光程很长, 辐射亮度实质上和处于低层大气温度的黑体辐射一样 (图 9.2a 中为 280K); 而在高仰角时,大气光程较短,在那些吸收很小的波段上, 发射本领也变低了. 至于在白天, 除了加上了微米以下的散射太阳辐射外,它们是相似的.

综上所述,周围环境和天空背景发出的红外辐射是惊人的. 图 9.1 和 9.2 表明, 它们的辐射几乎大部分集中在 1—30 微米的红外波段, 辐射峰值位于 10 微米附近, 这就给红外天文观测造成一个



(a)



(b)

图9.2 (a) 晴朗夜空的光谱辐射亮度；(b) 绝对黑体发射功率随温度的变化.

不可避免的恶劣环境.

为了更形象地说明周围红外辐射背景功率的大小,在图9.2(b)

上给出绝对黑体发射功率随温度变化的情况，并在图中标出我们所熟悉的景物，如阴天的天空、室内的日光、月亮、日间晴空、室外日光等在可见光区域的辐射功率，及其相当的黑体温度。由图可知 300K 黑体的单位面积辐射功率，竟为夏日晴天白色沙滩反射功率的六倍，这是相当可观的。打个比喻，假如人眼也能直接看到红外辐射的话，那么在通常夜间天空背景下进行红外天文观测，其效果就相当于在白昼进行光学观测一样。这将是多么糟糕的观测条件！

根据上面的讨论可知，未作任何改进的一般光学望远镜仅仅只能适用于 $\lambda < 5$ 微米的红外天文观测。因为在这个波段中，周围环境的红外辐射还相当弱。当 $\lambda > 5$ 微米，尤其是在 10 微米附近时，周围环境与天空背景的红外辐射便十分厉害。然而 10 微米附近正是远红外区最好的大气窗口。在这里，一般反光望远镜的特点便都成了进行红外观测时的缺点，即

1. 小的卡塞格林焦比，主镜的中间孔必然要大。这样孔的本身的热辐射将被副镜反射到卡焦焦点上。
2. 涂黑的挡光筒在 10 微米处的发射率与 300 K 黑体辐射相近，而天空的发射率在最好的天气也只有黑体的 0.1 或更小。于是，原来在光学观测中用来挡住天空背景可见光的挡光筒，现在却成了一个讨厌的附加红外辐射源。
3. 为了能有大的不被遮盖视场以供光学波段照相用，副镜一般总做得比较大些，这样的副镜将把主镜边框的热辐射反射到卡焦焦点上，而且副镜本身的边框也有热辐射。这些部件在波长 10 微米附近都属高发射率的物体。
4. 镀铝反射镜镜面的发射率约为 0.02，而镀银镜面比它小四倍，显然更适宜于红外工作。

专门用于红外天文观测的红外望远镜的设计关键，在于尽量减少背景辐射。因通常到达探测器上的大多数背景红外辐射，都来自望远镜中各种镀黑部件的表面。因此，必须对一般光学望远镜作下述改进后，才能用于专门的红外天文观测。

首先，必须除去挡光筒，而在望远镜主镜前放置低发射率的限

制光栏，并用低发射率的圆柱筒状光栏包围主镜，这样可大大减少外来的热辐射。

对于用来进行红外观测的一般光学望远镜，其所加探测器的场光栏，通常也被用作减少来自副镜和天空挡光板背景红外辐射的有效光栏。这种做法还有另外的好处：由于场光栏可以和探测器一起放入低温器中，因此它将被低温器所冷却，以致它本身的辐射可降低到可以忽略的程度。对于小焦比望远镜，场光栏前面还放有被冷却的挡光板，这将更有效地减少背景辐射。

专门用作红外天文观测的红外望远镜，要求望远镜中高发射率的中心障碍物尽量小。一种可行的方案是使副镜尺度减小，由副镜边缘限制望远镜的有效口径。这样的系统将使在副镜边缘外，仅有天空背景对探测器为可见。由于天空背景发射率较低，探测器上的背景辐射将被减少。而且，被冷却后的场光栏的辐射比天空背景辐射更弱，因此场光栏是足以起到应有的作用的。

至于无天空挡光板的、焦比较大的卡塞格林望远镜，它的很薄的副镜支架，极小的主镜中心孔，较小的副镜，以及低发射率的反射镜镜面，都是红外天文观测所需求的优良条件。在波长 10 微米附近，对于具有 $f/45$ 焦比、6 弧秒视场的卡塞格林望远镜，到达探测器上的背景辐射约为 5 毫微瓦（1毫微瓦 $=10^{-9}$ 瓦）。

由于红外观测的背景辐射很强，因此在观测微弱的红外天文辐射源时，通常采用下述方式：让待测天体与天空背景的辐射交替地出现在探测器上，造成输出讯号具有交流电性质。可以肯定，背景辐射只提供一种不变的电流，于是便可应用适当的放大电路将它消除，而达到仅放大微弱的待测信号的目的。鉴于上述观测方式，要求在红外天文观测中，必须让天空加天体的辐射以及单独天空的辐射，交替地投射到探测器上。这也就是要求望远镜必须在两个不同位置之间快速摆动。根据放大电路的要求，通常摆动的频率需要达到每秒 5—10 次。一般大望远镜是无法满足这个要求的。因此，红外观测要求对通常光学望远镜的光路系统进行改造。可供选择的改造方案有下述三种：1. 在主镜室中摇晃主镜；2. 摇

晃副镜；3. 移动焦平面附近的小镜，使之相当于在两个位置之间前后移动探测器. 上述三种方式都相当于让望远镜中的光束，快速地在天空上两个相邻位置之间转换. 三种方案中仅仅只有后两种是切实可行的. 因为要求庞大的望远镜主镜作快速晃动，其困难是可以设想的. 历史上首先采用方案(3)；而方案(2)对于大的卡塞格林望远镜是相当有效的.

如何设计红外天文望远镜，红外天文望远镜的口径多大最合适，曾经是一个有争议的问题. 必须从望远镜的投资、科学上的功效和需要等各方面进行综合考虑. 目前认为，中型和大型望远镜各有其需要及有利之处. 至于口径在 50—75 厘米的小红外望远镜，则可利用它作试制和改进仪器的工作.

近一、二十年来，一些传统的大型光学反光望远镜都被稍加改造，以做到既能进行光学观测，又能进行红外观测. 这种改造无论从经济价值和科学价值上讲都是十分值得的. 因为在凌晨或黄昏，在月光较强的夜晚，甚至在白天，都可进行波长大于 5 微米的红外天文观测. 这就极大地增加了一般光学天文望远镜的使用效率. 目前，海耳 (Hale) 天文台的 5 米反光望远镜，基特峰 (Kitt Peak) 天文台的 4 米反光望远镜，加拿大、法国和夏威夷合用的 3.6 米反射望远镜以及欧洲南方天文台的 3.6 米反射望远镜都在进行或准备改装，有的已经完成. 必须指出，这类改造只能有限地改进它们的性能，使之能从事某些方面的红外天文观测工作，设计制造专用的红外天文望远镜仍然是十分必要的.

在近红外波段，用中型红外天文望远镜可以观测很多天体. 美国加州理工学院曾用 1.5 米口径的红外望远镜，在 2 微米波段处，积分几秒钟，探测到 2 万个天体. 在波长小于 5 微米的波段范围内，恒星的红外光度及低色散红外光谱的研究，也宜应用中等口径的红外望远镜. 这里如使用大红外望远镜，效率反而低，因为对星所化费的时间将占去总观测时间的相当大一部分. 除非采用具有红外响应的电视导星或直接红外接收的方法.

对于高分辨的红外光谱工作，以及一些微弱红外辐射源的测

光工作，必须应用大型红外望远镜．至于要求高空间分辨本领的红外观测，也需要大口径红外望远镜．例如，在10微米处，要获得2弧秒的分辨率则需要口径为5米的红外望远镜．而在亚毫米波段（350～450微米），10弧秒的分辨率将需要口径达20米的红外望远镜．

由于大气中水汽的消光作用，25～300微米波段的红外观测无法在地面上进行．因为水汽集中在下对流层中，因此，只要将红外望远镜装载在喷气机上或高空气球上，升至12000－15000米高度，即可有效地进行红外观测．美国天文学家们曾将30厘米的红外望远镜装载在小型喷气机上，成功地观测到十多个红外辐射源．美国宇航局还计划建造口径为91厘米的高精度红外望远镜，用C-141大型运输机载运，在15000米高度进行观测．当然，如果考虑到环境辐射的影响，高精度的空间红外观测还要求采用有效的致冷手段，并完全超脱大气层．

§9.3 红外探测器

红外探测器的作用在于将接收到的红外光子能量转换为电信号．

一、红外探测器的基本参数

类似于第二章中所介绍的光学探测器，红外探测器的基本特性由四个基本参数表示．它们是光谱响应范围，响应速度，最小可测辐射功率和响应度．其中一些参数的值并不是固定不变的，它可能随测量条件和探测器的工作环境的改变而有所变化．例如最小可测辐射功率（通常称作噪声等效功率）可能随光源的能量分布而变化，并且也随由热背景到达探测器的额外辐射量而变化．因此，在说明探测器的特性时，必须明确指出测量条件．当然，四个参数主要还是由探测器材料的固有性质，以及制造工艺和几何设计所决定．下面分别对这四个参数作简单讨论．

(一) 最小可测辐射功率

红外探测器的最小可测辐射功率顾名思义是描述红外探测器所能测量到的最小辐射值，也就是探测器的灵敏度阈. 根据前面章节对光电探测器相应参数的讨论，在红外探测器中，最小可测功率可用噪声等效功率 (NEP) 来表示，后者被定义为在频带宽 1 赫兹时，探测器输出讯号等于探测器噪声时 (即信噪比等于1时) 所照射到探测器上的辐射功率. 因此，在求这个量时必须测量两个量：探测器暴露在调制的黑体辐射源下产生的信号和遮盖黑体时探测器的噪声. 还必须指出测量时的条件，它包括辐射源的温度、调制频率和放大器的带宽. 黑体温度采用规定的温度，这是因为辐射源的光谱分布将决定探测器所"接收"的辐射量. 通常用 500K 温度的黑体作为响应波长超过 2 微米的探测器的辐射源. 由于探测器的信号和噪声可能都和频率有关，所以必须规定调制频率. 此外放大器的带宽也影响所测噪声的功率，因此这个量也必须是已知的. 通常为了减少在测量噪声时所用频率间隔内噪声的变化，放大器的带宽应该做得尽量窄. 于是，噪声等效功率由下式表示：

$$\mathrm{NEP}_{(500\mathrm{K},900\,\text{赫},5\,\text{赫})} = P_D A \Big/ \frac{S}{N} \quad (\text{瓦}/\text{赫}^{1/2}),$$

上式左端括号内分别表示测量噪声等效功率时的黑体温度、调制频率和放大器带宽；等式右端的 S 和 N 表示测得的信号和噪声，A 为探测器面积，P_D 为黑体到达探测器上的辐射功率密度. 噪声等效功率 NEP 的倒数被称作探测度，用 D 表示，$D=1/\mathrm{NEP}$. 显然，也可用 D 来描述红外探测器的这一特性. 当比较不同的探测器时，需将它们的探测度标准化. 所谓标准化，就是取放大器带宽为 1 赫、取探测面积为 1 厘米^{2}时，所得到的探测度，通常用 D^* 表示. 考虑到一般红外探测器都与放大器连接使用，因此在实际应用探测器进行红外测量时，不仅需要知道探测器的探测度，同时还必须给出连接使用的放大器的相应特性.

（二）响应速度（或用响应时间表示这一特性）

红外探测器的响应速度，是反映探测器对入射的红外辐射发生突变时产生反应的快慢．它可用下述方法计量：当探测器暴露于矩形辐射脉冲下（让这种脉冲具有足够的时间间隔，以使探测器能够建立平衡），观测探测器输出信号的上升和衰减时间．对于大多数红外探测器，输出信号随时间的变化曲线是简单的指数规律，这时便可用单一的时间常数来表示，与表示 RL 和 RC 回路充放电情况相似，时间常数取为当矩形辐射脉冲投射到探测器上后，探测器输出信号达到最大值的 $\left(1-\frac{1}{e}\right)$ 时所需的时间．由于探测器总是与放大器连接使用，因此单纯的探测器响应速度仅给出一个量级概念．实际进行红外测量时真正的响应速度（或响应时间常数），不但与探测器的响应速度有关，还取决于测量技术和条件，它包括放大系统和测量记录系统的响应特性．因此只有明确指出测量条件，给出探测器的响应速度才有实际意义．

（三）红外探测器的光谱响应

红外探测器的这一特性完全类似于第三章中介绍的光学探测器的相应特性．一个红外探测器的光谱响应曲线同样有用相对单位给出的和用绝对单位给出的两种，无疑后者的测定要较前者困难得多．

（四）响应度

它是表征探测器将辐射功率转换为输出信号电压能力的一个参数．通常用 $\mathscr{R}$ 表示，在数值上等于探测器输出电压的均方根值与入射辐射功率之比．由于大多数探测器都用调制盘，故输入输出全是交变量．滤除探测器输出中由于调制产生的较高次谐波，仅测量基波分量．为一致起见，对输入辐射量也只测量基波分量的均方根值．这样响应度为

$$\mathscr{R} = \frac{V_s}{HA},$$

上式中 $\mathscr{R}$ 的单位是伏·瓦$^{-1}$；V_s 是信号电压基波分量的均方根值；H 为探测器上照度基波的均方根值，用瓦·厘米$^{-2}$表示；A 表示探测器光敏面积，用厘米^{2}为单位。

$\mathscr{R}$ 随探测器的工作条件而变化，如探测器的面积、温度、时间常数和偏置电压等等。

进行红外观测时，可根据观测对象选择特性不同的探测器，以获得较好的观测结果。

二、各类红外探测器

红外探测器可分两大类：非相干探测器和相干探测器。前者只对入射功率和量子数有响应，它们所产生的电效应直接与接收到的功率成正比，有较高的信噪比。后者在接收过程中还能保存频率和相位等信息，即既可测量入射功率的大小，又可测量信号的位相。由于测不准原理在一定程度上限制了它的灵敏度，因此仅仅只有当信号单色性很高时，它在红外波段的灵敏度才能与非相干探测器相比较。典型的相干探测器为激光差分振荡器。由于篇幅的限制，本章只介绍非相干探测器。

红外天文观测中常用的非相干探测器可分三类：热探测器，光敏电阻探测器和光电探测器。下面分别进行介绍。

（一）热探测器

这是最早使用的一类红外探测器。1800 年，赫歇尔就是利用它发现了光谱的红外波段。当时赫歇尔使用的是涂黑了的温度计。这以后很长一段时间中，几乎所有红外探测器都是热型的。

热探测器的基本原理已在第三章中作了论述。它的主要部分是热敏电阻，利用电阻值的变化来度量入射红外辐射流的大小。从理论上讲，热探测器的量子效率应该很高，全部入射的红外光子都能利用，而且可应用在所有红外区域。然而实际测量的结果表明，

各种红外热探测器的光谱响应仍然随波长缓慢变化着。热探测器的噪声主要来源于热敏元件温度的随机涨落，而它的时间常数则一般达几毫秒或更长，所以难以应用在高精度和高时间分辨率的观测工作中。

非冷却热探测器最简单，但灵敏度最低。它包括戈利(Golay)盒(又称气动探测器)，热敏电阻测辐射热计等。戈利盒是一种气体温度计，它由一片薄膜来感受一定体积中气体压力的受热变化，由气体压力变化的大小来度量入射辐射的强弱。热敏电阻测辐射热计是利用热敏元件电阻随温度的变化来测量红外辐射的。通常热敏元件被接在惠斯登电桥的一个臂上进行工作，(详见第三章§3.4中有关内容)。戈利盒的探测度虽然不太低，但它的机械惯性和热惯性使其响应速度低于100赫兹(即响应时间常数大于10毫秒)。至于热敏电阻，它可以有较大的电阻温度系数，但由于受电噪声影响大(尤其是在低频时)，所以它们都不适宜做精密的红外探测工作。近十多年来发展了一种热电探测器，它利用硫酸三甘肽(TGS)晶体等一类极化与温度有关的铁电材料，将它们制成微小的电容器(在两块金属板之间置入TGS晶体作电介质)。当TGS晶体吸收了红外辐射而温度升高时，由于电介质极化情况的变化，将在电容器两极板间出现与入射辐射大小成正比的电压。然后可用高输入阻抗的场效应放大器进行检测。这种探测器不需要偏置电压，因此不会出现自生低频噪声，可以有较高的灵敏度，并可采用相对高的调制频率。上述三种非冷却热探测器，由于受周围环境热起伏及它们自身大热容量的限制，都不可能在红外天文观测中起重要作用。

早在1960年前，就已经知道，冷却热探测器到极低温度下，可大大改善探测器的性能。因为在低温下，一些热敏元件的电导率将从有限值急剧上升，从而将提高探测器的灵敏度。洛(Low)在1961年制成的低温锗测辐射热计，是第一个能达到在液氦温度下极限理论性能的热探测器。这是目前红外天文中应用最广泛的探测器。

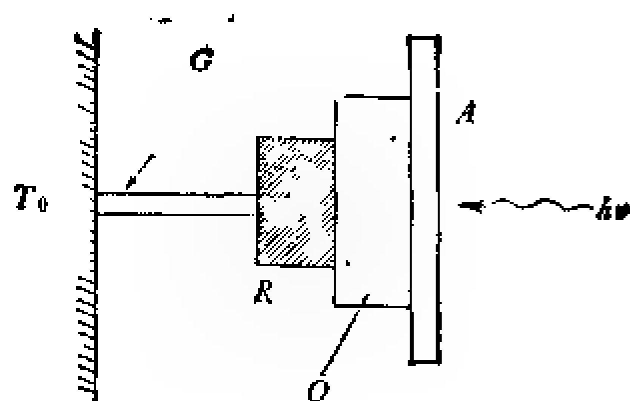


图 9.3 测辐射热计基本原理图.

锗测辐射热计的基本原理如图 9.3 所示. 入射的辐射被涂黑的表面 A 所吸收转变为热，通过热电容 Q 将热量传至掺有杂质镓的锗晶体 R 中. 锗晶体的温度变化导致其阻抗变化，阻抗与温度之间的经验关系为

$$R_{(T)} = R_0(T_0/T)^A,$$

式中 A 为常数,约等于 4, R_0 为温度 T_0 时的阻抗值. 于是便可从阻抗的变化推测出入射辐射的大小. 入射辐射的热量最后通过热传导率为 G 的金属导线散失到恒温器 T_0 中.

锗晶体被封闭在真空中，它与由液态氦冷却的恒温器之间的热传导完全是通过金属导线 G 实行的. 因此，锗测辐射热计的基本特性与金属导线的热传导率密切相关.选择金属导线的材料,导线的长度和截面积,便可获得所需要的热传导率. 从理论上推得,在低温背景条件下工作,且没有外来的附加噪声源时,锗测辐射热计的基本灵敏度阈(即最小可测功率)近似由下式决定:

$$NEP \approx 4T_0(kG)^{1/2},$$

式中 T_0 为恒温器的温度, k 为波尔兹曼常数. 锗测辐射热计的响应时间 τ 可表示为

$$\tau = \frac{C}{G},$$

式中 C 为锗元件和与它相连接的铟的接触点的热容量. 至于锗测辐射热计的其它基本参数，如响应度、高背景辐射下的探测功能，也与 G 值密切相关. 因此选择优良的锗测辐射热计，关键在于热

传导率 G 值的选取。如果需要快的响应时间，则可以选取 G 值高的测辐射热计，当 G 值取 10^{-3} 瓦/度左右时，相应的响应时间可达微秒量级。

锗元件本身不是良好的吸收体，因此必须对元件表面的吸收层进行黑化。理想的黑色涂层应具备下述条件：1. 在所有波长上有不变的高吸收率；2. 很小的热容量；3. 高的热传导率；4. 对探测器元件的电特性无损害。但完全满足上述条件的涂层是不存在的。黑化的最简单方法是熏上一薄层蜡烛火焰或燃烧樟脑的烟。这种涂层对可见光的吸收率可达 0.99，但吸收率随波长而减小，在 10 微米时到 0.5 以下。金属黑化层是在"低"真空下(真空度约为 1 毫米水银柱高)，在锗元件的表面蒸发上某种金属的薄层。最好的黑化层是金黑化层，它在 1～39 微米的波段上吸收率为 0.99。令人遗憾的是，金黑化层的导电率低，只能用于低阻抗探测器。对于高阻抗探测器，满意的黑化层是涂以黑色的颜料和喷漆。它在可见区和 200 微米波长范围内，既有良好的附着性质，又不致明显增加锗测辐射热计的热容量。

掺杂有镓杂质的锗测辐射热计，在 5，10，22 微米等大气窗口的灵敏度比非冷却探测器高 4 个量级。

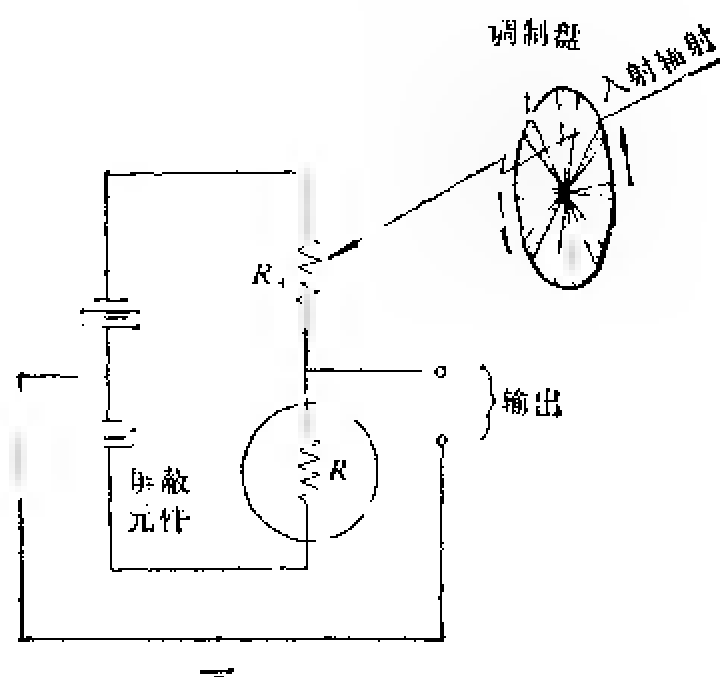


图 7.4　典型的热敏电阻测辐射热计电路。

图 9.4 给出一个典型的测辐射热计电路简图，图中 R_C 为补偿热敏电阻，R_A 为正在起作用的测辐射热计热敏电阻，两者是完全相同的元件，只是 R_A 受到入射辐射的照射，使其温度上升到高于 R_C 的温度，显然这一温升正比于所吸收的辐射功率．当调制盘转动时，R_A 交替地处于被辐射照射或者被遮盖的状况，故其温度在相应于环境温度数值和与入射辐射功率有关的温度数值两者之间波动．当这两个温度数值不一样时，它们引起 R_A 阻值的变化，并在两输出端之间出现一个与调制频率同步的交流电压，其幅度无疑由入射辐射的功率来调制．

（二）光电导探测器（或称光导探测器）

红外天文观测中应用的光电导探测器，其主要部分为半导体光敏电阻．考虑到半导体中禁带的宽度，可知与红外热探测器不同，光电导探测器存在着一个长波限，波长大于它的红外辐射是无法检测的．现将红外天文观测中常用的几种半导体的长波限列在下面：

硅	锗	锑化铟	碲镉汞
1.2	1.8	5.6	8－15（微米）

此外，考虑到电子空穴对会由于受热而激发，为了提高灵敏度，通常在使用这类探测器时，还必须使用冷却手段，使它们在温度低于 $\frac{E}{k}$ 的环境中工作．

硫化铅（PbS）光敏电阻是红外天文学中起过重要作用的光电导探测器，现在仍然被广泛地应用于近红外观测中．在低背景辐射下，其噪声等效功率可达 1×10^{-14} 瓦/赫$^{1/2}$．当冷却到液氮温度时（77K），其光谱响应可扩展到 4 微米，即可应用在 1.5—4 微米的近红外波段．

在纯净的半导体中加入可控制的少量其它杂质（被称作掺杂），能减小禁带的宽度，从而使可探测的波长范围向长波扩展．例如锗掺镓（或铟）光电导探测器，在液氦温度下（4.2K）工作

时，灵敏度从2微米起随波长增加而增大，一直延伸到截止波长120微米左右，NEP为1×10^{-13}瓦/赫$^{1/2}$。而在10—25微米波段，NEP可达10^{-15}瓦/赫$^{1/2}$。将其它不同杂质掺入锗和硅中，还可以得到其它各种光电导探测器，它们的光谱响应可从几微米到几百微米。

图9.5给出一些最常用的红外光电导和光伏探测器的探测度响应曲线。它们都是非线性的。这一非线性的峰值响应是由两个因素造成的：第一是对于单位输入功率，每秒的光子数随波长而增加；第二是探测器的量子效率随单个光子能量的增加而减少。当波长变化时，这两个因素相互制约，使探测器的总响应随入射辐射波长的增加而达到最大值；以后由于入射光子能量下降的作用超过光子数的增加，以致响应迅速下降而趋向于零。

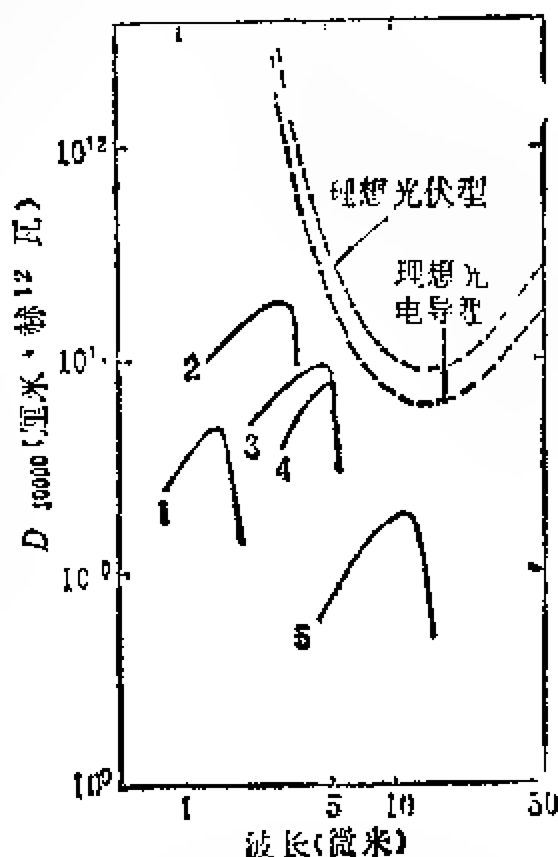


图9.5 各种红外探测器的响应.
1——锗(光伏)；2——硫化铅(光电导)；3——锑化铟(光伏)；4——锑化铟(光电导)；5——锗掺汞(光电导).

与热探测器相比较，光电导探测器(还有光伏探测器)有如下特点：它们都有明显的长波限，对响应波长有选择性，响应时间短，探测率高。缺点唯有其内阻很高，特别在致冷到极低温度的情况下，阻值高达10^{11}—10^{12}欧姆，这就造成了与前置放大器匹配的困难，并且这也是一个额噪声源。光电导探测器还有一个很重要的参数：增益g。它由给定时间内对电流作贡献的载流子数目与每秒所吸收的光子数目之比所确定。

表9.1列出几种光子探测器(光电导探测器和光伏探测器)的最重要特性。而典型的光电导探测器的工作模型如图9.6所示。

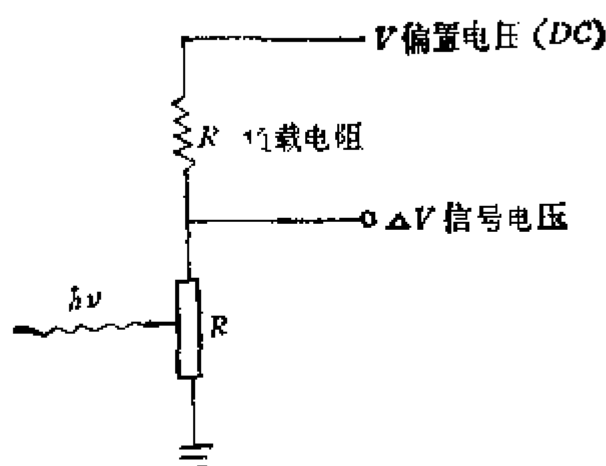


图 9.6 光电导探测器的工作模型.

把光电导探测器看作电路中一个元件时，其特性很象一个可变电阻器. 探测器 R 与负载电阻 R_L 和偏压电源串联. 入射光子引起探测器电阻 R 的变化，调制了流经探测器和负载电阻的电流. 从负载电阻中取出信号，再通过电容耦合到前置放大器上. 由于通过负载电阻的偏压比信号电压要大几百万倍，因此重要的是，使偏电压源尽可能不受噪音及其它虚假作用的影响.

(三) 光伏探测器(光电探测器)

光伏探测器是另一类红外天文观测中常用的光（量）子探测器. 红外光伏探测器由本征半导体上形成的 p-n 结构成. 当入射辐射照射到大面积的 p-n 结上时，就如同光电导探测器中一样，产生电子和空穴，然后被 p-n 结上的电场分开，产生能维持电流的光电动势. 显然，入射辐射引起的光电流将与单位时间入射的光子数、量子效率以及电子电荷的乘积成正比.

红外光伏探测器的简单结构如图 9.7 所示. 它的主要部分是由扩散形成的一个窄 p-n 结. p-n 结位于 p-型区和 n-型区（二者都在同一主体材料中形成）的分界面上. 这种结可在单晶生长时形成，或者在从单晶上切割下来的一块晶片的表面上扩散进杂质而形成. 光伏探测器的典型的零欧姆伏安特性曲线如图 9.8 所示. 探测器不受辐射照射时，伏安特性为曲线 1. 入射辐射使曲线下移到曲线 2 位置. 曲线使探测器的使用者能在宽范围内选择

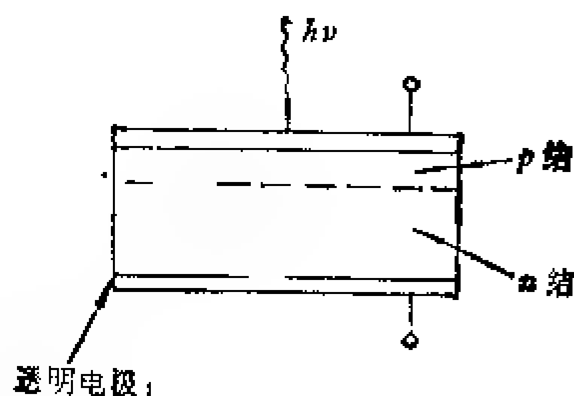


图9.7　光伏探测器的简单结构.

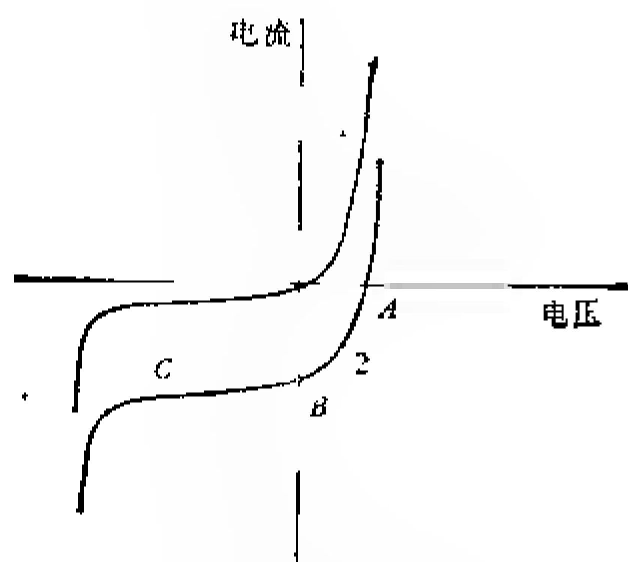


图9.8　光伏探测器的伏安特性曲线.

合适的工作点．如果探测器工作在高阻抗区，相应的工作点在A点，探测器工作在开路电压状态．若工作点在B点，探测器工作于低阻抗区，即工作在短路电流状态．此外，也可对探测器加上偏压，使其工作在C点．因此，探测器的作用类似一个高阻抗装置，可从和探测器串联的负载电阻上取得光电压．一般说来，当光伏探测器工作在B点的短路电流状态即零偏压状态时，有最高探测度．

红外天文观测中常用的光伏探测器的材料为锑化铟（InSb）．在液氦温度下，它的等效噪声功率可达10^{-14}瓦/赫$^{1/2}$或更小的值，长波端的截止波长可达5微米，可探测的红外范围比硫化铅宽，而且还比硫化铅装置有较快的时间响应和较高的灵敏度．

另一种红外天文中采用的高灵敏度光伏探测器为窄带约瑟夫

逊结探测器，它的材料为铌．探测器接收辐射的有效面积约1平方毫米，工作温度4.2K以下，在毫米波段的噪声等效功率为10^{-14}瓦/赫$^{1/2}$．近阶段已制出噪声等效功率小于10^{-17}瓦/赫$^{1/2}$，带宽达300兆周的光伏探测器．不过只在波长2毫米左右的远红外区应用．将来有希望制造出高灵敏度的可变的亚毫米光伏探测器．

与光电导探测器相比较，光伏探测器有一个很大的优点．它是一个自生偏压装置，即不需要偏压电源．于是有可能降低电路的复杂性．光伏探测器在理论上能达到的最大探测度比光电导的大40%．

（四）其它探测器

光子探测器中还有其它类型的探测器．例如光磁电探测器，它是由一薄片本征半导体材料和一块磁铁组成．入射光子产生电子空穴对，它们被外加磁场所分开．这类探测器不需致冷，可响应到7微米，时间常数也很小．只是因为它的探测度比光电导探测器和光伏探测器低，所以名声不大，也很少使用．

其它如光电二极管，这是一类较特殊的光电探测器．顾名思义，每个二极管由两个不同极性的区域构成，而两极又为结所分隔．它们按光伏效应工作，但其频率响应相当于在相应温度下，由同样的本征半导体做成的光电导探测器．近些年来，“雪崩”光电二极管已被制成，这种管子可被看作是内部具有光电倍增管的光电二极管，它是在p-n结处引入强电场来达到上述目的的．结果是每一光子打在这样的二极管上能提供多达250个电子空穴对，而不象普通二极管那样只能产生一对电子空穴．这就大大提高了灵敏度．

根据红外天文观测的基本要求，选择各类探测器时，主要根据它们的标准化探测度D^*．从前面的定义可知，D^*应由下式表示：

$$D^* = A^{1/2}(\mathrm{NEP})^{-1} \qquad \text{厘米赫}^{1/2}\text{瓦}^{-1},$$

而实际上真正有效的判据应当考虑背景条件，即对探测器的任何有意义的比较，必须包括外来辐射的测量，并且必须使后者尽可能

表9 1　红外天文常用探测器的主要特性*

探测器	硫化铅	锑化铟	锑化铟	锗掺汞	锗掺镓	测辐射热计	0.3K 锗测辐射热计
工作方式	光电导	光电导	光伏	光电导	光电导	热电导	热电导
典型峰值 D^* (厘米·赫$^{1/2}$/瓦)	2×10^{11}	[illegible]$\times10^{10}$	1×10^{11}	2×10^{10}	1×10^{12}		1×10^{12}
(调制频率1000赫) (对应波长，微米)	3.1	5.3	5.1	10.5			
(背景温度，K)	295	295	295	295			
最佳峰值 D^*_λ (单位，条件同上)	4×10^{11}	1×10^{11}	2×10^{11}	5×10^{10}			
相对响应高于50%的光谱范围(微米)	1.4—3.6	3.0—5.4	2.0—5.4	6—14	<140	1—1000	1—1200
工作温度 K	77	77	77	27	4.2	室温	0.3
典型时间常数 (秒)	3×10^{-3}	6×10^{-6}	$<1\times10^{-6}$	2×10^{-7}			
标称电阻 (欧姆)	2×10^{6}	1×10^{4}	1×10^{9}	1×10^{5}			

* 部分探测器缺乏数据

接近探测器使用时的实际条件．在背景辐射为 $10^{-6}-10^{-8}$ 瓦的情况下，比较 10 微米处掺锗光导探测器和锗测辐射热计的性能．理论计算的结果表明，锗测辐射热计的 D^* 比光导探测器大 $\sqrt{2}$ 倍．考虑到通常使用的光导探测器量子效率仅有 15—20%，因此它的灵敏度要比测辐射热计低得多．然而，当背景水平远低于 10^{-8} 瓦时，则光导探测器应当比测辐射热计更灵敏． 表 9.1 给出红外天文观测中常用探测器的特性．

现代最灵敏的红外元件，在 1—4 微米波段，以使用液氮冷却的硫化铅为最好（噪声等效功率可达 3×10^{-15} 瓦/赫$^{1/2}$）；在 4 微米以上的中远红外波段，以使用液氦冷却的锗掺镓测辐射热计最好． 目前世界上红外天文工作领先的美国亚利桑那大学天文台，就是利用上述两种探测器进行红外观测的． 在 1—4 微米波段采用由液氮冷却的硫化铅光电导探测器，其探测面积为 0.25×0.25 毫米^2，NEP $=1.0\times10^{-14}$ 瓦/赫$^{1/2}$（在 2.5 微米处）；在 4 微米以上应用液氦冷却的锗掺镓测辐射热计，NEP $=2\times10^{-14}$ 瓦/赫$^{1/2}$．将这样的探测器用在 60 英寸望远镜上进行观测时，各红外波段的观测极限星等如表 9.2 所示．

关于红外探测器的发展方向，一些红外科学家认为，理想的热探测器，例如锗掺镓测辐射热计，只有在最佳背景条件下，才能达

表 9.2　红外极限星等表*

窗　　口	有效波长	极限星等
H	1.60（微米）	$13^{m}.5$（5×10^{-19} 瓦/厘米^2·微米）
K	2.2	$10^{m}.0$（3.9×10^{-18}）
	3.4	$8^{m}.0$（5.1×10^{-18}）
M	5.0	$5^{m}.0$（2.2×10^{-17}）
N	10.2	$2^{m}.0$（2×10^{-17}）
Q	22.0	$0^{m}.0$（2.7×10^{-18}）
Z	34	$-0^{m}.9$（$2.[illegible]\times10^{-18}$）

* 表中所列极限星等系应用文中所述 60 英寸红外天文望远镜和相应的致冷红外探测器获得．

到最高灵敏度。因此，努力的目标将是制造出比目前背景辐射水平更低的优良探测器。这意味着需要将温度冷却到1.5K以下，探索0.1—0.3K范围内的热敏现象。例如，在极低温度下，可利用顺磁盐类的热敏性，它们有可能比现有探测器的灵敏度高1—2个数量级。至于一般掺锗光导探测器的噪声，主要来自自由电子产生和复合的起伏。因此，从理论上讲，光导探测器的NEP将随背景辐射起伏的均方根值而减小。冷却的空间望远镜具有极低的背景辐射，这时光导探测器可比现有热探测器的灵敏度提高1—2个量级。

在这一节最后，还必须再一次强调，在以较高精度测量微弱的红外辐射源时，一定要冷却探测器，观测都是在低温下进行的。这时，光电元件的噪声与天空背景比较显得不重要，这样便能大大提高红外观测的灵敏度。所以，被选用于红外天文观测的探测器的灵敏度是与它们的致冷方法不可分割的。

§9.4 红外天文观测的特殊附件、技术和方法

红外辐射的特点使对它的观测不但要求有与光学观测不同的望远镜和探测器，还需要一些特殊的附件；此外在观测技术和方法上，也与光学有所不同。下面分别作介绍。

一、红外观测的特殊附件

（一）滤光器（或滤光片）

为了使观测系统的光谱通带与一定的大气窗口相匹配，必须使用滤光器（或滤光片）。有两类滤光片可供选用：一类是吸收滤光片，它的滤光性能取决于所用染料、塑料和光学材料的吸收特性；另一类为反射或干涉滤光器，它利用干涉效应将不需要的波长反射掉。

由于吸收滤光片的光谱带宽通常很宽，它不适宜于红外观测。红外滤光通常采用多层介质干涉滤光器，这不但因为它的光谱带

宽比较窄，而且它还有一个明显的优点，即当红外观测系统被冷却到低温时，这种滤光器不会因低温而性能有所变化。在波长1—30微米范围内的干涉滤光器质量较好、性能稳定。不论是宽带还是窄带，它们的性能都能满足观测要求。在透射带，透射系数通常可达90%；而截止带的透射率却小于10^{-4}。在波长22微米处的滤光器性能稍差，波长大于30微米的干涉滤光器质量也比较差，主要是由于真空淀积技术不过关。但近年来因为淀积技术的发展，已制成了质量较好的波长大于30微米的滤光器。在远红外区，还有应用金属网栅制成的半透明金属膜片滤光器。

（二）低温装置（致冷装置）

为了获得高精度的红外观测资料，冷却探测器到极低温度是一个关键。在某些情况下还必须冷却整个望远镜系统，以减少来自系统光学部件的背景辐射。

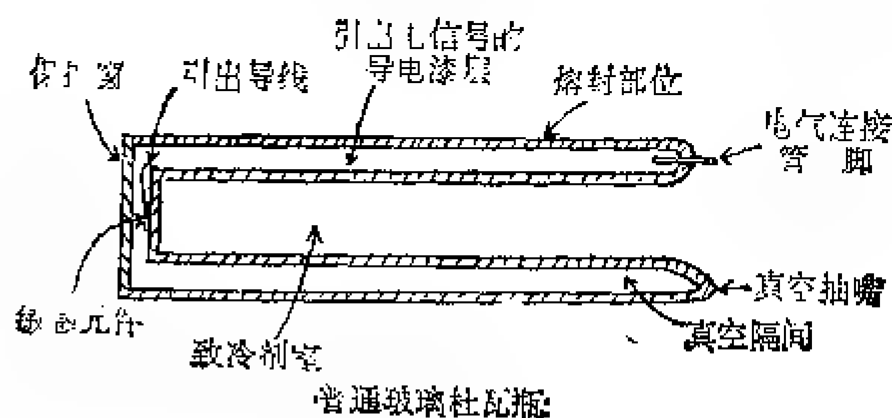
致冷红外探测器从五十年代中期开始迅速发展，接着又促进了相应的致冷装置的发展。目前，低温装置正向着低功率消耗、微型、维修简单和高可靠性等方面努力改进。致冷红外探测器所需要的温度，在大多数情况下，比普通致冷机械产生的温度要低。这里所谓的低温是指温度低于125 K的情况。

常用的低温方法，一种是无源的机械低温装置（它比通常工业上的低温要低得多），它被发展用于军事侦察，用于飞机和其它空

表9.3　几种低温致冷剂的物理特性

致冷剂	气化温度* (K)	致冷能力（瓦·小时/升）	比　重
液氧	90.2	67.6	2.91
液氩	87.3	63.5	3.
液氮	77.3	44.4	1.78
液氖	27.1	28.9	2.67
液氢	20.4	8.79	0.156
液氦	4.2	0.71	0.275

* 压力为760毫米水银柱高。



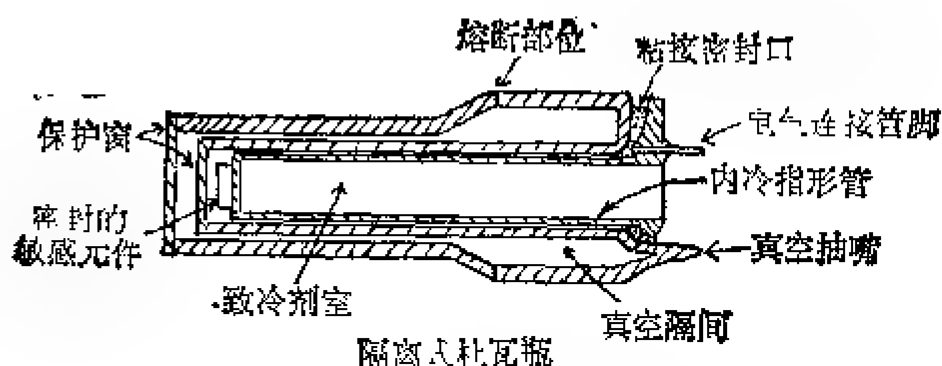
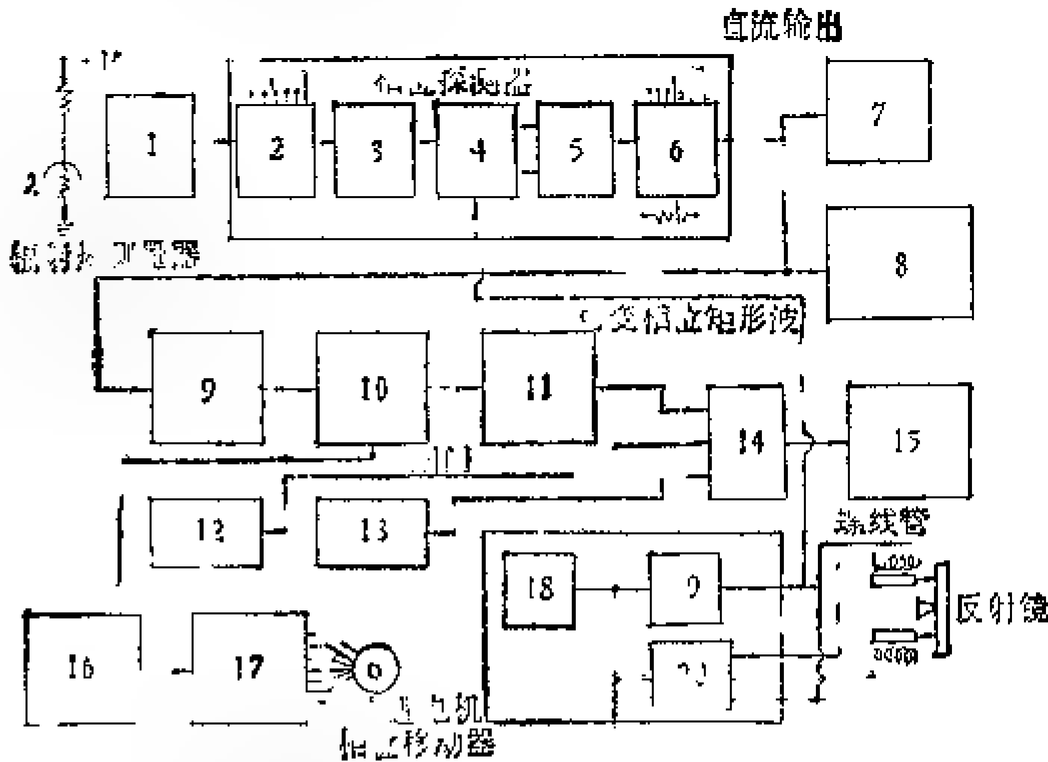


图 9.9 典型的致冷探测器容器.

间观测运载工具中. 由于这类仪器价格昂贵,需要大量保养,且可能引入机械振荡, 所以不甚理想. 另一种方法则是采用几种液态气体进行冷却(表 9.3 给出几种较有用的低温致冷剂的物理特性).这时可将红外探测器装入绝热容器或杜瓦瓶中, 就能进行冷却. 图 9.9 给出这类容器的两个例子. 如图所示, 杜瓦瓶是一个双层容器,其间抽成真空,类似于普通"暖水瓶". 它能够提供低达 50 K 的低温. 若需要更低的温度, 则要求更复杂的设计. 典型杜瓦瓶的直径为 4 英寸,长 10 英寸. 红外探测器被粘接在致冷剂室的末端. 将二根直径为 0.001 英寸的导线焊接或熔接在探测器上,然后再将它们粘接在内管上. 探测器前面的保护窗,应保证在系统的光谱通带内有高透射率. 当把液化气体注入致冷剂室时, 便可起致冷作用. 目前, 液氮和液氦作为致冷剂已广泛应用于红外天文观测中.

如何在人造卫星中获得长时间的低温是一个相当困难的问

题．因为在空间观测中不容许携带数量太大或体积太大的致冷剂．空间致冷装置要求重量尽可能轻，可靠性高，而又消耗能量最小．已经发展了固体致冷系统及辐射传热致冷器等空间致冷装置．例如，设计了产生50—70 K低温，维持时间达六个月的固体氮致冷系统．但仍然有些问题没有最后解决．



1——前置放大器； 8——桑博宁斯图记录仪； 15——记录、磁带穿孔；
2——交流放大器； 9——电压频率转换； 16——步进逻辑扫描；
3——调谐滤波器； 10——计数器； 17——步进电机驱动装置；
4——同步检波器； 11——打字机； 18——标准振荡器；
5——差分放大器； 12——卡片读数器； 19——相位移动器；
6——直流放大器； 13——时钟； 20——功率放大转换器．
7——仪表； 14——扫描器、耦合器；

图 9.10 红外光度测量系统的方框图．

（三）电子系统

红外观测中背景辐射很强，观测天体的红外辐射时必须采用特殊的调制技术．因此，在红外观测中，相应的电子系统要较通常光学观测复杂得多．这套电子系统的任务，是将来自红外探测器的低电平信号放大，限制带宽，并从信号中分离出信息，以及将信

息送给终端控制装置或显示器。其技术基本与雷达、声纳或电视的技术相似。图9 10给出整个红外光度测量系统的方框图。必须指出，前置放大器是整个电子系统中最关键的部分。它必须有很低的噪声指数，以保证探测器的噪声成为系统中的极限噪声。

（四）其它附件

除了上述三种主要附件外，红外天文观测对于所用的窗口材料、偏振器、光束分离器及场透镜等也都有不同于可见光观测的特殊要求。表9 4给出可作窗口材料的一些物质的有关特性。红外天文观测中光束分离器的作用是将可见光焦点和红外辐射焦点分开。在红外傅里叶光谱仪中需要准确度很高的光束分离器，一般应用淀积硅或锗薄层的材料来制作，在远红外区则经常采用聚酯(Mylar)塑料膜片。至于场透镜，除了通常的作用外，它还在减少红外背景辐射上具有重要作用。

表9 4 各种窗口材料*的特性

材　料	透射带(微米)	透射率	折射系数
蓝宝石 (Al_2O_3)	0.25－6	0.88	1.7
BaF_2	0.25－13	0.92	1.4
KBr	0.25－25	0.92	1.5
CsI	0.25－60	0.86	1.7
聚乙烯	15－∞	0.90	1.5
石英	0.25－4.5	0.91	1.5
石英	40 ∞	0.89	2.0

* 材料厚度为0.5 4毫米。

二、红外天文观测的调制技术

正如前面第二节所指出，当地面红外望远镜在10微米处进行观测时，周围环境及大空背景的辐射远大于观测对象的辐射。这时落在探测器上的背景辐射功率大约为10^{-7}瓦数量级，而被观信

方甚至小达 10^{-14} 瓦．而且，天空背景辐射具有空间和时间上的涨落；周围环境辐射（主要是望远镜本身的红外辐射）由于望远镜的机械弯曲，随时间变化的热梯度等因素，也是不稳定的．背景辐射的涨落和这类不稳定因素，也都将直接影响红外观测的精度．

为了在强背景辐射下观测微弱的红外辐射源，必须采用特殊的方法和技术——红外调制技术．调制的目的一方面是将直流讯号变为交流，以便于处理；另一方面更重要的是进行空间滤波，空间滤波可以消除或减少背景辐射的干扰，增强待测信号．第二节中已简单介绍了红外观测的一种调制方法：让望远镜快速地交替对向天空和天空加星，以便得到两种情况下观测值的差，再通过高增益的放大器与记录仪相联系，然后进行数据处理．然而，这种测量方法可能会产生两类问题：1. 探测器的所有低频信号将都被反映出来；2. 瞬时测量值中，背景辐射水平的变化不能被抵销．通常用下述方法使第一个问题大为减小：在第一个探测器近傍增加一个相匹配的探测器，让它们交替地同时分别接收星加天空及单独天空的信号，记录仪仅仅给出两个探测器输出的差值．从而可使测量结果不受背景辐射水平变化的影响．显然，这时观测读数将增加一倍，而噪声仅仅增加 $\sqrt{2}$ 倍，漂移也将受到很大的抑制．

近代大型红外望远镜观测的调制都是利用摆动副镜来实现的．当副镜在一个位置时，进入探测器的辐射是待测天体加背景；而当副镜摆到另一个位置时，进入探测器的辐射则完全是天空背景．在性能优良的红外望远镜中，必须尽可能减小中心障碍物，包括副镜的大小；并利用冷却光栏，以减少周围环境的背景辐射．国外已将摆动副镜的装置做成专门的仪器，称作束调制器或束斩波器．西德马克斯-普朗克天文研究所又研制成一种主镜调制器，既可以单独作红外球载望远镜，又可以作大型红外望远镜的副镜调制器，这无疑是红外调制技术的一种新发展．

一个口径为 155 厘米的红外望远镜，装有直径为 15 厘米的副镜．当副镜摆动的频率为 10 赫兹和 20 赫兹，光束分开 1 弧秒时，

可得到大致完善的方波调制．如果望远镜的对准又很好，则调制噪声在光束分开 30 弧秒时将低于纯天空噪声． 这种调制技术能使地面红外望远镜具有最佳性能．对空间观测的红外望远镜，这种技术也同样有效．

根据上面介绍的红外观测的特殊附件及技术，可以把红外观测系统的基本结构归纳成图 9.11 所给出的方框图，它将给读者以整体感．

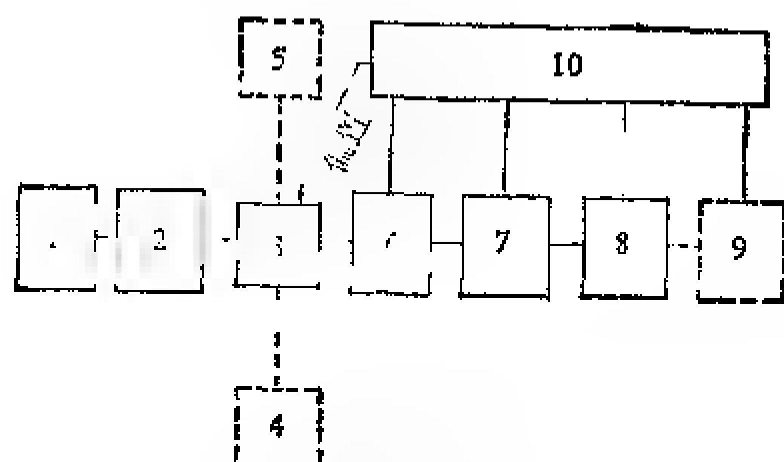


图 9.11 红外观测系统的基本结构．

1——光学系统；2——扫描或调制系统；3——探测器；4——参考黑体；5——致冷器；6——前置放大器；7——放大器；8——显示；9——记录；10——电源．

三、红外天文观测的方法和步骤

图 9.12 给出红外观测系统光学部分结构的示意图． 望远镜镜筒前的挡板用以遮挡非观测对象的旁轴光线．主镜为抛物面反光镜．待测辐射经副镜反射，经过特殊材料制成的窗口，进入液氦杜瓦瓶．探测器和场透镜均放置在液氦杜瓦瓶中．场镜是单晶石英透镜，天空视场由一个放在透镜前的孔径光栏决定．当摆动副镜时，则可让天空和天空加星的辐射交替进入液氦杜瓦瓶中． 探测器的反应将由整套电子系统（如图 9.11 所示）测量． 观测系统中的滤光部件实际上包括滤光片，场透镜和窗口材料，它们的相互组合，可构成具有各种光谱通带的滤光器，以满足不同观测的需要．

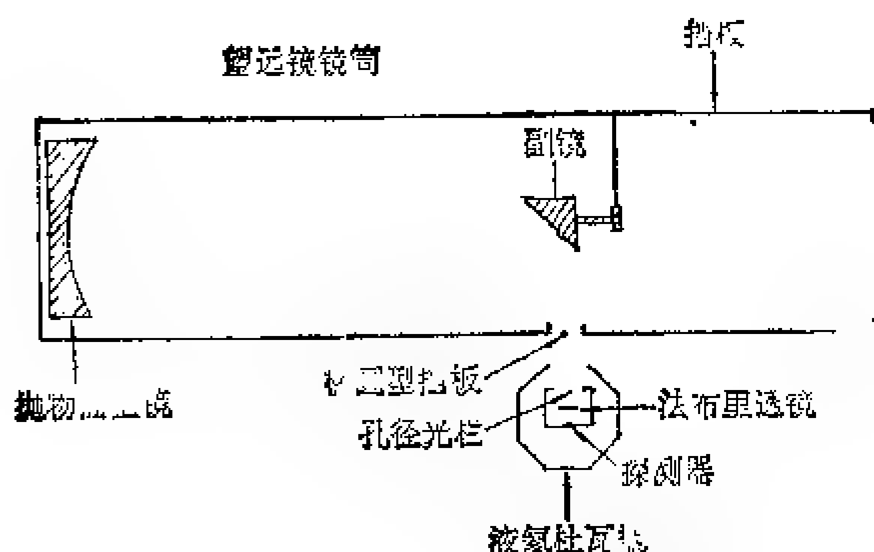


图 9.12　红外观测系统光学结构图.

下面介绍红外测光工作的具体观测步骤. 观测开始前, 首先要完成冷却步骤, 使探测器, 甚至整个望远镜冷却到所需的温度. 在正式进行光度测量前, 还需完成三个方面的调整工作: 1. 红外光度计中的光学部件必须调整到最佳工作状况; 2. 同步放大器被调整到与输入信号相位相匹配的状态;(3)进行简短的性能校验.

光学调整的程序如下: 通常只让观测镜上某一部分的待测天体辐射,通过小的调整镜反射进入系统的杜瓦瓶中,而观测镜上其它部分的待测天体辐射将被观测镜反射到像增强器中, 在那里观测者可以看到待测天体的像,用其进行导星. 实际操作时可选择一个亮红外天体(例如一颗标准星),用来调整观测镜的位置,使得当它被调整好时, 一方面冷却的场透镜将把星像准确地投向探测器, 这时星的信号最强,天空偏转最小. 另一方面,可移动像增强器的目镜装置, 使星像正好位于交叉丝的中心位置. 若选择近红外波长进行调整时,星的信号较强, 而天空的偏转却可以忽略, 进行上述调整最为方便. 最后可利用天体通过视场移动时记录信号的方法,来检验望远镜红外调焦的情况. 必须调整焦点,直到获得最大信号时为止.

光学调整完成后, 可利用观测示波器的位相探测信号或用信号极大的方法,调整放大器,使它的位相与来自天体的调制信号的

位相一致。

最后还需要对系统进行一系列性能检验，以便能比较容易地鉴别系统特征的重要变化，并及时做必要的修理和调整。这里包括：测量来自标准星的信号强度；观测一个天区，分别在调制和无调制情况下测量噪声。由这些测量可以确定调制器噪声，天空噪声和系统噪声。若系统噪声太大，则需进行修理。通常采用减少天空中两个比较光束的距离来减少调制器噪声。

经过上面一系列检验和调整后，若整个系统性能理想，则可开始进行正式红外天文观测。观测过程中，调制器将产生位相相差180°的两个测量值。其中一个包括天空和望远镜的贡献加上待测天体的信号；另一个只包括天空和望远镜的背景辐射。前者减去后者便可确定待测天体信号的大小。通常在测量前，先调整仪器以使天空和望远镜的偏转处于测量仪器的动态中心位置。为了减少背景辐射偏转的缓慢漂移的影响，一般至少测量三次，即背景辐射——背景辐射加待测量辐射——背景辐射。然后将第一次与第三次的测量结果取平均，与第二次的测量结果相减，以求得天体的红外辐射值。对红外辐射微弱的天体，必须进行更多次的交替测量，以提高观测精度。

四、各类红外天文工作的技术要求

红外天文可进行的工作以及对观测技术的要求，简单综述如下。

（一）巡天观测

对天空的一部分或全天进行红外分列源的普遍搜索。这就要求用张角比较大的望远镜巡天，以便较迅速地搜索天空的特定区域。例如，口径40厘米的红外望远镜，对天空所张的角为12角分，则其通过量（throughput）为0.012厘米^2·球面度。要对一个源基本上能进行鉴别，其位置测量精度必须达到1角分。巡天观测还要求扫描均匀，天空和仪器的背景辐射尽可能低，这对工作量

大的巡天红外望远镜特别重要．巡天观测的结果可初步搞清各种红外天体的亮度和空间分布，精确测定它们的位置和编制星表．

（二）制作高精度的红外星图

这要求红外望远镜的相对口径较小，因此相对地说，通过量较巡天观测要小，从而对背景辐射的要求不是那么高．例如，40 厘米口径的望远镜工作在衍射极限情况下，对波长为 100 微米的远红外辐射，其通过量为 0.0003 厘米^2 · 球面度．但是，这项工作要求望远镜的扫描能力比巡天观测更加稳定．

（三）暗源的光度测量和光谱分析

要求红外望远镜有小相对口径，大口径，并能精确定向，指向误差小于 10 弧秒．

（四）宇宙背景测量

由于宇宙背景辐射是一个各向同性的亮度很低的面源，通常做这一类工作是用大相对口径的小望远镜，要求空间分辨率约为 7°．由于相对口径大，通过量亦特别大，因而要求系统有特别低的仪器背景和天空背景，必须将仪器全部低温致冷．

（五）低亮度弥散源的扫描观测

技术要求基本上与宇宙背景测量相同．不过对空间分辨率的要求稍高些，约需 1° 左右．

（六）太阳系天体的测量

由于这些天体是可见光区的可见目标，并有较高的面温度，因此在指向、导星、分辨率和探测器灵敏度方面都不会有什么困难．对这些天体进行红外观测的总要求是：大气污染少，光谱分辨率高和良好的黑体定标．

§ 9.5 地球大气对红外观测的影响

地球大气对地面红外天文观测的影响，比对可见光的影响更大。因此，有必要对它再进行一些论述。

如前所述，地球大气对红外辐射有严重的消光作用。地面观测只能在 7—8 个大气窗口(见 §9.1)中进行，就是在这些窗口，大气也不是完全透明的。造成主要吸收的大气成分是二氧化碳（2.0 微米，2.8 微米，4.1—4.5 微米，13—17 微米），一氧化二氮（4.5 微米，7.4—7.8 微米），臭氧（9.3—10.0 微米）和水（它在许多波段都有吸收）。幸运的是，大气的两个主要成分氧气和氮气是共核分子，没有固定的偶极矩，也没有感应偶极矩，因此不显示分子吸收带。由于大气中各种成分的浓度(特别是水汽)随不同地点、不同时间而变化。因此消光情况因地因时而异，精密测量要求对观测结果进行消光改正。

其次，与一般光学观测不同，红外观测中地球大气本身的辐射也不可忽略。大气辐射区的温度约 260K 左右，所以它对波长短于 5 微米的观测，问题并不严重。当然大气辐射水平也与气象条件密切相关，且大气辐射的大小与离地面的高度也很有关系。好天气条件下，在 3000 米高度处，8.0—12.7 微米之间的大气平均辐射可减小到地面时的百分之八。在这个高度上，大气辐射集中在 9.2—10.1 微米，12.3—12.7 微米等波段上。它们分别由臭氧和二氧化碳所造成。由于大气中臭氧的分布范围很广，可一直延伸到很大高度，所以由臭氧产生的辐射，直到 30000 米的高度处，也没有明显减小。而其它成分产生的辐射，都随高度的增加而很快下降。例如，10.3—12.3 微米范围内的大气辐射在 30000 米高度就已下降到地面时的百分之四。

大气辐射决定了任何一个地面探测器必然接收到的最小背景辐射。前面的讨论中所假定的天空辐射都很理想化。与它有关的噪声仅仅是光子噪声。实际上，与大气湍流混在一起的非均匀辐

射，将造成10微米和20微米处的主要噪声。但至今尚未对它们进行系统研究。真正高于光子起伏噪声的“天空噪声”可能来源于两个方面：一部分是上面所指出的，由天空辐射的非均匀性和大气湍流所造成的起伏性天空辐射。当不作任何调制地观测天空，并同时观测一个有相似背景辐射的不变辐射体，便可测定其大小。另一部分是由于天空辐射存在着大尺度空间梯度所造成。鉴于天空辐射比来自望远镜的辐射小得多，所以这种空间梯度的探测是十分困难的。

天空噪声的存在，尤其是天空辐射空间梯度的存在，要求在进行红外调制时，必须使待测天体和参考天空背景十分靠近，并有相同权重，同时以每秒几次的频率进行调制。这样，两束光将通过大致相同的大气路程，从而大大减少由于天空辐射的空间梯度所带来的影响。对于高质量的调制器，天空辐射的空间梯度并不会限制仪器系统的灵敏度。而质量差的调制给出的两束光权重不等，从而引起调制噪声，观测系统便受到调制噪声的影响。观测经验表明，对1.5米的红外望远镜，视场为6弧秒，使用 $NEP = 10^{-14}$ 的探测器，调制频率(即副镜摆动频率)为5—50赫兹，当天气条件好时，在N(10微米)和Q(22微米)波段，天空噪声小于仪器系统的噪声。然而天空噪声随视场的增加而很快增加，当视场大于15弧秒时，天空噪声将超过系统噪声。同时，必须指出，由于天空噪声是随调制频率的增加而急剧减少的。因此，可使用快速调制以减少天空噪声的影响。此外，还必须注意到，在条件多变的情况下，很可能出现高天空噪声。由于天空噪声与大气湍流密切有关，因此，坏的宁静度常常与高的天空噪声联系在一起。白天，大气湍流和辐射都较夜晚大。所以白天的天空噪声一般要比夜晚大1.5到2倍。考虑到大气中的水汽在红外的辐射特别强，甚至对一些其它观测来说可以忽略的薄云，在红外观测中都能使天空噪声的水平增加很多。

必须考虑的第三个大气效应是所谓“星像宁静度”。如前所述，这是由大气的光学不均匀性所造成的星像角大小的增加。它

限制了定量光度测量中可能采用的最小视场。星像视影圆面的直径，当波长增加时减小很少。一般情况下，K(2.2微米)波段和N(10.2微米)波段处，星像视影圆面的大小相差很小。虽然对红外的"星像宁静度"还没有很好进行研究，然而从使用望远镜的经验可知，N波段处的星像视影圆面至少相当于可见区的一半。同时考虑到观测系统的安装和调制误差时，看来在N波段处不宜采用小于3—4弧秒的视场进行定量光度测量。

迄今为止，地球大气对红外天文观测的影响还研究得很不够，尤其是对红外天空噪声和红外"星像宁静度"都还缺乏系统的研究。然而，在选择一个优良的红外天文观测的工作基地时，大气情况是一个必须考虑的重要因素。因此，在选择红外台址时，一定要对该地的大气状况作较全面、深入的测量和研究。

§9.6 空间红外观测

上一节已指出，由于地球大气的消光作用，在地面上进行红外天文观测受到很大限制。一方面是红外大气窗口有限；另一方面则是大气对远红外40—300微米几乎完全不透明，根本无法观测。即使在大气窗口中进行观测，也由于大气中水汽的影响，使得大气透射率出现瞬时漂动，很难进行消光改正。因而地面红外测光的精度仅为0ᵐ.1。而且，大气辐射造成的天空噪声，以及其它各种大气干扰，将还要降低测光的精度。当将红外观测系统送出地球大气层进行空间观测时，不但可以观测地面上所观测不到的30—1000微米的远红外区域，大大开拓了红外观测的领域；还可基本上排除地球大气对红外观测的干扰，提高观测精度；并且使观测获得较高的空间和光谱分辨率。由上节的讨论可知，大气对红外辐射的吸收主要发生在较低高度的稠密大气层中。而在15千米以上，水汽的影响就很小了；当高度达到30千米以上时，只有微小的残余大气干扰。

近一、二十年来，不但地面红外天文观测的仪器和技术发展很

快,而且利用高空飞机、气球、火箭等运载工具进行空间红外天文观测也取得很大进展，并已发射了专门的红外观测卫星. 下面将分别对各类空间红外观测作简单介绍.

一、飞机观测

高空飞机可在 10000 -20000 米的高度上进行红外天文观测. 无疑这将大大改善红外观测的条件. 由于飞机观测费用低廉，观测条件较好,并且可重复使用,因此受到红外天文工作的重视. 表 9.5 给出 1964—1972 年间,美、英、法等国利用高空飞机进行红外观测的情况. 近几年来，美国宇航局已试用改装的大型 C141 运输机,携带较大口径的红外望远镜,进行无窗口的红外观测. 可以认为,高空飞机是空间红外观测的主要工具之一.

表 9.5 1964 1972 年飞机红外观测表

国家	飞机	日期	高度	观测时间	负载仪器能力	所用望远镜口径	指向稳定度
美国	Convair 990	1964 年	10 12 (千米)	2—6 (小时)	9100 (千克)	30 (厘米)	10 角秒
美国	KC 13	1964					10 角秒
英国	Comet IV	1963					1 度
美国	Lear Jet	1965					
法国	Mystere 20	1972	13 15	1—2	470	30	10 角秒
	Sabre Liner	1971					5 角秒
	Caravelle	1971	10.5 12	2—3	1000	30	160 角秒
美国	C141A	1972	11 14	4	6300	91	6 角秒
法国	Canberra	1970	—18	2	1000	30	1 度
美国	U_2	1972	20	5—6	300	80	

二、高空气球观测

1783 年，在法国上空升起了世界上第一个气球，至今已有整整二百余年的历史. 在飞机工业兴起后的一段时间里，它的作用曾受到忽视,然而六十年代以来，由于新技术对气球的武装，使得

这种古老的科学工具增添了新的活力。

从历史上看，气球从它一出现就和科学研究紧密结合在一起。1874年，气球携带小型光谱仪，第一次进行球载天文观测。1911年，奥地利人赫斯用气球把验电器带到5000米的高空，从而发现了宇宙线。但到了宇宙航行即将来临的今天，气球科学观测的重要性却丝毫没有减少。这是因为，与飞机观测相比较，除了具有飞机观测的优点外，它可以比飞机飞得更高（高度30千米以上，最高记录为52千米，远远超过了飞机的高度），飞行时间也比飞机长。虽然气球上的观测条件比人造卫星差，然而与人造卫星相比，它却具有明显的优点：首先气球比人造卫星便宜得多；其次，在发射、控制和回收技术上，它比卫星简单；第三，许多应用在卫星上的精密仪器，可以先放在气球上做试验。此外，对红外天文、高能天体和宇宙线的观测，高空大气研究等科学项目来说，在气球上观测的条件并不亚于卫星上。即使差一些，但从化钱少、技术简单和容易实现等方面考虑，从可以获得比地面上多得多的资料考虑，气球观测是很值得做的。这就是目前许多国家，包括美、英、法、苏等技术先进国家，都对高空科学观测气球感兴趣的原因。

众所周知，气球的上升是利用阿基米德原理。气球可分零压式和超压式两种。零压式是气球在地面充气时，就留有气体在高空膨胀的充分空间，气球到达最高高度时充满，内外压差很小；超压式气球在地面充气时，就基本充满球形，在高空时内压力大于外压力。前者对球膜材料要求较低，但受昼夜效应和温度效应影响而飞行高度涨落较大，因而较难控制。后者对球膜和制球工艺要求较高，但飞行高度稳定，遥控较容易，留在空中时间较长。

自1947年第一个塑料膜气球发放成功后，经逐步改进，今天用塑料做气球既可减轻自重，又能提高强度。1960年用聚脂膜研制第一个超压式气球，到1975年，超压式气球创飞行时间长达762天的记录。目前飞高的记录是52千米，载重为5吨以上，球体积达一百多万立方米。目前一种用于红外天文和高能宇宙线研究的典型气球，它的体积为5.8×10^4米^3，直径48米，充氦气，负载

500 千克。飞高 30 千米以上。吊索长 46 米，球挡住天空的天顶距角为 20°，约占地平以上半球天空的 6%，如果发放站纬度为 30°，则挡住天体的时间不超过 3 小时。此外，还备有一条长 610 米的吊索，可根据地面遥控指令放下。增加吊篮悬索长度后，天顶角只掩去 2°。

球载红外望远镜包括吊篮姿控，导星系统、光学系统和有关仪器以及望远镜的指向监控系统。第一个做红外工作的高空气球于 1960 年开始研制，1964 年发放。载有近红外分光光度计，测量了金星 1.7—3.4 微米红外光谱。所用红外天文望远镜口径 30 厘米，飞高 26.5 千米。另一个用于红外天文观测的是"同温层望远镜 II"吊篮 (StratoscopeII)，带有一个 90 厘米口径的红外望远镜，也配有红外光谱仪(波段扫描范围从 0.8 微米到 3.2 微米)，对六个红巨星和木星、月亮以及仙王座 μ 星进行了观测，以天狼星作为灵敏度的定标源。这两次初具规模的观测，开创了近代高空气球红外天文工作的先例。

第一次远红外天文球载观测，是由霍夫曼 (Hoffmann) 于 1969 年进行的。球载红外望远镜口径为 30 厘米，在波长 100 微米处对银河中心进行远红外观测。吊篮姿控和指向精度高于 6 弧分。该球载望远镜可以回收后多次使用。吊篮总高 4 米，重 300 千克。新的 40 厘米口径的球载望远镜，也在阿利桑那大学研究成功，整个仪器由液氦致冷，光学系统保持在 4—10K 温度下，探测器被致冷到 1.8K。为防止空气进入望远镜，在冷光学系统上结霜，采用厚度 4 微米的聚塑膜密封。系统于 1976 年 6 月发放，这样结构的系统，在波长 100 微米处观测天体，灵敏度可达到所要求的量级。

英国伦敦大学研制成功的新型球载望远镜口径为 60 厘米，带有导星系统和陀螺平台姿控，其指向精度最终(包括正比于偏离的附加波动在内)约为 10 弧秒左右。其特点是导星系统由二个恒星传感器组成，第一个可跟踪 4 等亮星，视场 2°；第二个可跟踪 7 等以下恒星，视场 10 弧分。这里暗星导星是一个重大改进。此外，

还有迈克尔逊红外干涉仪，多光谱光度计以及偏振测量仪器．红外调制采用摆动副镜装置，副镜直径 19 厘米，摆动振幅 6 弧分，频率 16 赫兹．红外工作波段为 40—350 微米．

另一个典型的近代化球载红外望远镜，由美国阿利桑那大学天体物理中心研制．口径为 102 厘米．姿控吊篮采用两套系统：一套是捕捉模式（acquisition mode），以地磁场和重力场为基准，精度约 0.°1，第二套是惯性模式（inertial mode），是一个陀螺平台，进一步将指向精度提高到几个角分．最后由导星系统的恒星视场照相机，决定其指向的绝对精度为 ±10 弧秒．该系统用于对远红外源的巡天观测，波长范围为 40—250 微米，已经巡天到南天 50° 赤纬的天区．该系统还包括光栅扫描的分光光度计和装有电视制导望远镜的监控系统．副镜摆动频率为 20 赫兹，振幅为 5 弧分；还可根据地面指令，移动副镜，改变焦点位置．

气球吊篮的运动直接影响指向的精度．对吊篮运动的测试结果表明，除了旋转和摆动外，还有一种频率极低，振幅很小的附加运动．为了获得几个角秒的最后指向精度，发展了一种三轴系统，除了方位轴和仰角轴以外，还附加一个与仰角轴正交的轴；并将整个仪器表面完全镀金，使红外背景辐射降到最低．

所有球载望远镜的最后导星，都采用偏导，一般为 ±5° 到 ±8° 的偏导角．

高空气球也是我国进行空间天文观测的主要运载工具．我国于 1982 年 9 月 18 日、24 日两次发放高空气球，进行对太阳远红外波段辐射的观测，取得了 20 微米波段处太阳的红外辐射能量资料．观测结束后，望远镜随吊篮一起回到地面，仪器基本上完好无损，可以重复进行上述观测．

我国第一次球载红外观测的红外望远镜口径为 15 厘米，焦比 2.5，视场为 1.°6，具体结构如图 9.13 所示．

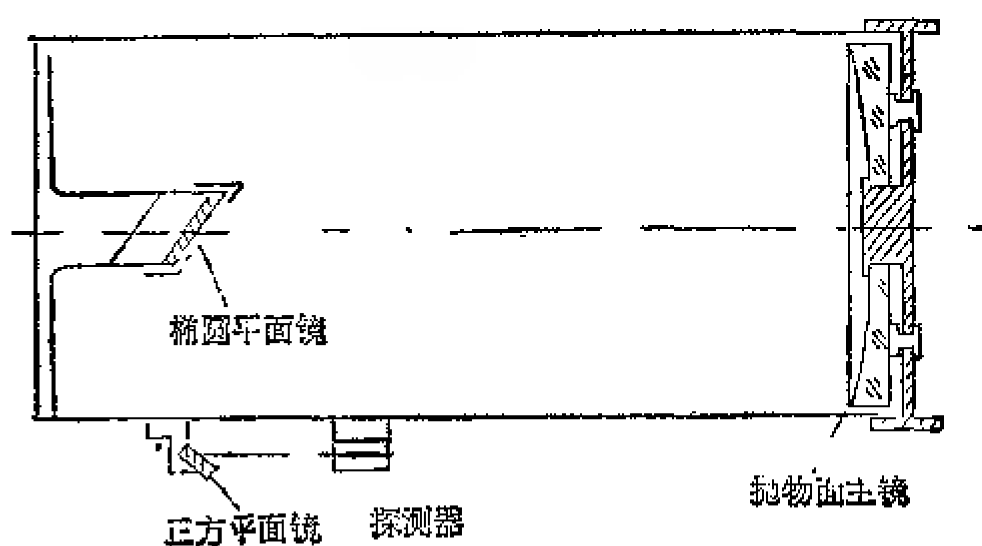
三、火箭观测

利用火箭进行空间红外观测受到很大的局限性．不但它观测

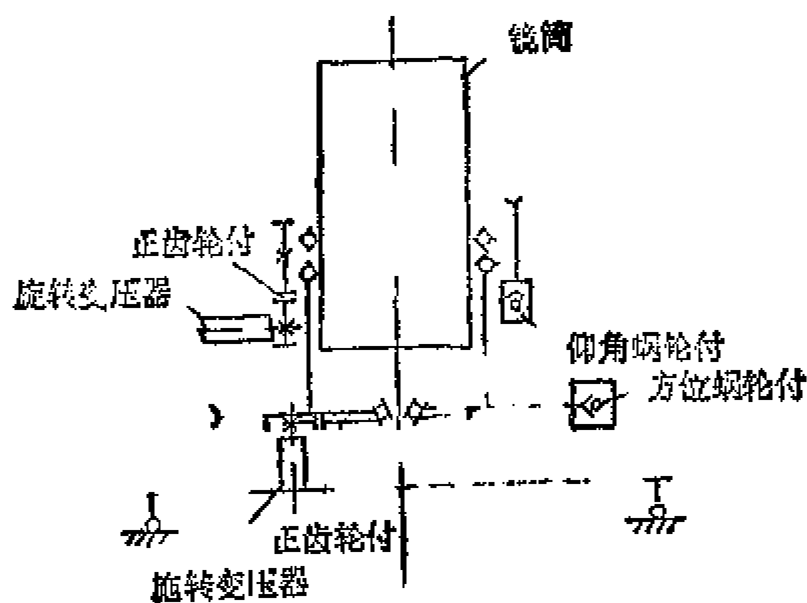
时间很短，每次只能飞行几分钟；而且它指向精度也比较低。因此主要用于对太阳系内天体，首先是大行星的观测。有时也用来进行一些银河天体的观测工作。

四、卫星和宇宙飞船的观测

利用卫星和宇宙飞船进行红外观测比较理想，它可以完全摆脱地球大气的干扰和影响。然而，却迟迟直到八十年代才发射红外天文卫星。其基本原因是，在对卫星的重量和能量有限制的情



(a) 光学结构



(b) 机械结构

图 9.13　球载红外望远镜结构图.

况下，要长时间地将整套观测系统冷却到液氦温度，这是一个十分困难的问题。红外天文学家曾考虑将锗掺镓测热计的 NEP 由 10^{-14} 瓦/赫$^{1/2}$ 提高到 10^{-17} 瓦/赫$^{1/2}$，如在卫星上采用这类探测器进行观测，并将整个望远镜系统冷却到极低温，则来自天空背景和望远镜的背景辐射将大大降低，从理论上估计其极限星等可比地面观测提高 10 等。

新型红外天文卫星已由荷兰、美国和英国联合设计制造，并于最近发射成功。这个卫星的光学系统包括主镜 60 厘米的卡塞格林望远镜。为了尽量减少热噪声，望远镜全部使用液氦致冷。卫星可载液氦 500 公升，可供使用一年。观测波段包括 8—15 微米（用砷化硅探测器），15—30 微米（用锑化硅探测器），30—60 微米（用锗掺铍探测器），60—120 微米（用锗掺镓探测器）。全部由近 100 个探测器组成的探测器阵，每个视场为 1′，分布在焦平面上，排成格子状，进行巡天观测。行星际尘埃热辐射的光子噪声决定了探测器观测范围，NEP 可小于 10^{-16} 瓦/赫$^{1/2}$。对于强红外源，如猎户亮星云，观测发现约在 35000 秒差距处。这个卫星先用半年时间进行巡天，尔后再对有趣天体进行观测。这个红外源卫星的发射成功，无疑将对红外天文学的发展起重要的促进作用。

有些国家的红外天文学家，还考虑在载人空间实验室中进行红外观测项目。空间实验室可携带维持时间较短的致冷贮存器。在进行几个星期的短暂观测后，即与红外仪器一起返回地面。另外一个特别庞大的计划，那就是在八十年代中准备制造口径 2.8 米的大型空间望远镜，放在航天飞机上观测暗源和分子线的远红外辐射。这些计划的实现，可能使红外天文学乃至整个天文学出现新的突破。

自六十年代以来二十多年中，红外天文观测和研究的结果，远远超过了过去一百多年的成果。主要是由于科学技术各个领域的飞速发展，促进了红外天文技术的进展，从而获得许多新的研究成果。目前的仪器水平，以望远镜口径为例，大致是：地面望远镜从 0.1 米到 5 米；机载从 0.3 米到 0.91 米；球载从 0.2 米到 1 米；火箭

望远镜都用口径 0.15 米的．除太阳系以外，天空中最亮的红外源是银河中心，其亮度为 10^{-20} 瓦/米^2·赫，最暗的是类星体，约 4×10^{-28} 瓦/米^2·赫．目前红外天文所观测的亮度范围，大致就是这样．而空间红外观测已在红外星、银河系内的弥散红外源、HII 区、红外星系和宇宙背景辐射等几个方面的研究中起着主要作用．

§9.7 红外光度系统

由于天体红外辐射十分微弱，观测背景辐射又比较强，所以整个红外观测系统的参数定得十分粗略．通常对天体进行红外绝对测量相当困难，几乎所有的红外测光都用较差测量方法．用较差方法进行观测时，模拟光电测光中所采用的 U，B，V 带，规定了红外光度带系统，光度带的选取完全与大气窗口相匹配．与可见光波段情况相似，描述光度带的有效参数是它们的有效波长 λ_0，

$$\lambda_0=\int_0^\infty \lambda\phi(\lambda)d\lambda\Big/\int_0^\infty\phi(\lambda)d\lambda,$$

式中 $\phi(\lambda)$ 是观测系统的相对光谱响应函数，它由望远镜的光谱响应和大气消光所决定．一级近似下，可把观测到的一个波段中的辐射流，当作波长 λ_0 处的单色辐射流．对窄光度带，这样处理是可以的；而对一些较宽的光度带，则必须考虑作高级小量的改正（方法与第四章中介绍的相同）．表 9.6 中给出红外光度带的特征：每个光度带为起始波长 λ_1，截止波长 λ_2 和有效波长 λ_0．除表上列出的外，还有两个中心位于 11.5 微米和 13 微米处的比较窄的光度带，分别被标为 O 和 P．表 9.6 中列出的 λ_0 值，都是由望远镜系统的光谱响应并加上各光度带中大气消光的影响后得到的．考虑到大气消光的变化，显然 λ_0 也只有平均的意义．而在琼逊（Johnson）著名的工作中，却没有在 $\phi(\lambda)$ 中考虑大气吸收因素．因此，在一些大气吸收较强的光度带中，琼逊计算的 λ_0 值与实际上观测的有效波长并不相近，这是他工作中的不足之处．

对所观测到的天体的辐射流大小，也采用可见光中所用的星等概念来描述，即星等差一等相当于辐射流差 $10^{0.4}=2.51$ 倍，且

辐射流减小时星等增加。琼逊最初(1965年)是这样调整星等尺度的零点的：对于一颗A0V型星，所有光度带的星等均相等，亦即全部色指数为零。洛和雷克(Rieke)对每一个红外光度带给出零等星的流量大小。由于A0V型星的 M，N，Q 光度带的辐射微弱得无法测量，所以他们的数据是根据10000 K的黑体曲线在3.6微米处的值拟合得到的。在表9.7中给出各光度带零等星的流量。由于琼逊最早对光度系统进行绝对定标时，是对许多光谱型类似于太阳的恒星进行观测，并假定这些恒星(所谓比较星)的平均颜色与太阳相同，然后参照太阳辐射流的绝对值，对光度系统进行定标。可惜琼逊没有直接对M和N光度带测量合适的比较星，所以这两个光度带的结果是根据其它光谱型星的资料内插或外推得到的。因此，洛和雷克的值(即表9.7所列的)与琼逊的结果略有不同。当波长大于20微米时，任何标准恒星的流量都嫌太小了，无法用于校准的目的。能够取而代之的是一些亮行星，诸如金星、木星、火星和土星。它们被当作标准黑体辐射源，相对于这些源进行较差测量。这些亮行星的温度取值为：金星——255K，火星——235K，木星——145K，土星——85K。

表9.6　红外光度带的特征

光度带	λ_1 (微米)	λ_2 (微米)	λ_0 (微米)
H	1.45	1.8	1.63
K	1.9	2.5	2.22
L	——a	——a	3.5
L′	3.05	4.1	3.6
M	4.5	5.5	5.0
N	7.9	13.2	10.6
Q	17	28	21

a 琼逊(Johnson)定义值。

表9.7　各红外光度带零等星的流量

光度带	有效波长(微米)	零等星流量(瓦/厘米^2·微米)
K	2.22	4.14×10^{-14}
L	3.6	6.38×10^{-15}
M	5.0	1.82×10^{-15}
N	10.6	9.7×10^{-17}
Q	21	6.5×10^{-18}

随着观测技术的发展，对太阳型比较星在M和N波段处又进

行了较精密的测量．这样便可在这些波段中更准确地应用琼逊方法，从而获得定标较精确的标准星在各光度带的星等值．结果列于表 9.8 中．由于来自比较星的Q光度带的辐射实在太微弱，所以琼逊方法不能得到Q波段的绝对定标．但可利用相邻波长较短处的值进行外推，从而得到近似的定标值．表 9.8 中的Q定标值就是根据一些恒星在N光度带的辐射流，并参考与恒星有效温度相应的黑体曲线取平均而定出的．这种方法的不足之处，是存在在远红外区的恒星对黑体曲线出现系统偏差的可能性．

表 9.8 标准星星等

星 名	B.S.	K	L	M	N	Q
仙女 β	337	−1.85	−2.10	−1.97	−2.05	−2.20
白羊 α	617	−0.65	−0.75	−0.80	−0.75	−0.82
金牛 α	1457	−2.89	−3.00	−2.89	−2.96	−3.09
御夫 α	1708	−1.78	−1.86	−1.92	−1.85	−1.90
小犬 α	2943	−0.64	−0.67		−0.45	−0.54
长蛇 α	3748	−1.16	−1.36	−1.25	−1.27	
牧夫 β	5340	−2.99	−3.14	−2.98	−3.02	−3.27
天龙 γ	6705	−1.29	−1.50		−1.33	−1.49
天鹰 γ	7525	−0.59	−0.80			

类似于可见光中的情况，在红外测光中也引入“色指数”的概念．它同样表示天体在两个不同光度带的辐射流之比．例如，天体的K L色指数表示K星等与L星等之差，它等价于K处和L处辐射流之比的对数，而其倍数因子则与星等标度的绝对定标有关．

参 考 文 献

[1] Methods of Experimental Physics, Vol. 2, Astrophysics, Part A (Edited by N. Carleton), Academic Press, 1974.

[2] R. D. 小哈得逊著，《红外系统原理》翻译组译，红外系统原理，国防工业出版社，1975.

[3] R. 万兹带著，张守一等译，红外技术的实际应用，科学出版社，1981.

第十章　紫外及X射线、γ射线天文观测

§10.1　引　　言

除可见光、红外辐射和射电辐射外，在紫外及X射线、γ射线等短波范围中的辐射也都包含着关于天体物理本质的丰富信息。揭露天体的奥秘，观测和研究这部分辐射是必不可少的。本章将简要介绍观测天体紫外辐射，X射线和γ射线的基本方法。

地球大气的消光作用，使紫外、X射线、γ射线等波段的辐射不能到达地面。研究这些波段的天体辐射主要依赖于高空观测手段：人造卫星、高空气球和火箭观测。利用这些运载工具把观测仪器带到大气层外。然而，除太阳及太阳系天体外，即使在大气层外，仍存在着星际物质(它包括星际气体和星际尘埃)的消光作用。它们的消光性质是这样的：在整个星系距离上，星际介质对从射电波段到远紫外区的宽阔波长范围的辐射几乎是完全透明的(消光系数很小，且与波长的关系微弱)。只是星际尘埃的不均匀分布会部分地影响能见度。在波长小于912埃(中性氢原子的莱曼系限)区域附近，由于星际气体中中性氢的吸收作用，使星际气体突然变得非常不透明，造成紫外辐射(3000—900埃)与X射线(波长小于100埃)之间存在明显界限。当波长趋向更短时，吸收又逐渐变小。在达到软X射线波段时，星际介质又重新变得透明。因此，对离地球较近的天体，当波长达150埃以下时，就可认为星际介质是透明的；而对于遥远的河外天体，只是当波长在几十埃以下时，才可忽略星际介质的消光作用。

利用人造卫星、高空气球和火箭等运载工具进行大气外观测时，其技术和方法无疑比地面观测更复杂，需采用先进的技术装备。即使如此，其精度一般仍然不如地面观测。通常，人卫观测的

内容和质量都较气球和火箭为佳．但费用却较后者昂贵得多．必须根据实际观测要求，选用不同的运载工具．在很多研究工作中，采用火箭、气球等都曾获得令人满意的结果．本章将不涉及运载工具本身的技术问题（例如制造、发射、导航和定位等）．

通常把3000—200埃波段范围的辐射称作紫外辐射，而其中2000—200埃区域又称作远紫外区．200—0.1埃范围内的辐射称作X射线，它又分为软X射线（200—1埃）和硬X射线（1—0.1埃）两个波段．波长小于0.1埃的高能电磁辐射称作γ射线．对于X射线和γ射线等高能电磁辐射，有时也用光子能量来描述：光子能量小于10千电子伏特的称作软X射线；光子能量在10—100千电子伏特的称作硬X射线；而光子能量在100千电子伏特以上的则为γ射线．

紫外辐射的观测仪器和方法与可见光观测颇类似．但由于绝大部分光学材料对紫外辐射不透明，所以观测仪器常采用反射式，并且整个观测系统还必须考虑紫外辐射波长短而带来的其它特殊要求．对X射线的观测介于光学观测与粒子探测的过渡区，这个波段电磁辐射的观测，既可使用与紫外观测相近的光学仪器，也可采用探测粒子的装置．掠射光学的成像理论在这里有着广泛的应用．对硬X射线和γ射线的观测基本上应用粒子探测器进行．它们的极高频率实际上排除了使用反射和衍射技术的可能性．对这些高能光子，能用诸如闪烁计数器、正比计数器或固体探测器来探测它们．运载工具的选择，也因各种辐射能量的不同而不同（当然还需考虑其它因素）．例如，对软X射线的观测，只能在100公里以上高度进行．因此需要使用火箭或人造卫星．迄今为止，大多数资料都由火箭观测取得．在硬X射线波段，由于光子能谱很陡，火箭提供的观测时间又太短，考虑到硬X射线可透入地球大气足够深的深度，于是可使用观测时间较长（可达几小时，甚至几十小时）的高空气球进行．当然人卫观测总是最理想的，只是费用太昂贵罢了．

自从1947年第一次用火箭获得太阳紫外光谱，并接着于

1948年用火箭又观测到X射线以来，空间观测技术与运载工具都取得了巨大的进展. 关于天体的紫外辐射、X射线、γ射线的观测资料越来越完整. 对这些观测资料的研究，导致了紫外天文学、X射线天文学和γ射线天文学的诞生，使人类对宇宙的认识又前进了一大步，并可能导致天文学上的重要突破.

太阳紫外辐射观测的成功，使人们有可能获得从低色球层直至日冕范围的太阳大气中，不同高度的物理结构. 对比宁静区和活动区的紫外观测资料，为探索太阳活动区的物理本质提供了极其有效的途径. 由于不少元素的原子或离子的共振线位于紫外波段，而这些谱线是天体物理性质和化学组成最灵敏的指示器. 因此，观测它们对了解天体特性是极为重要的. 对恒星及星系的空间紫外观测，使人们获得了不少意想不到的有趣结果. 预期紫外天文学必将对恒星和星系的起源及演化等基本问题的研究作出巨大贡献.

尽管在 1948 年 8 月便首次成功地观测到太阳的X射线，但当时一些天文学家却从理论上断言，来自太阳系外的X射线太微弱，以致无法用一般火箭探测. 所以早期的探空火箭一直未进行新X射线源的探查. 直到 1962 年 6 月，一个探索月球X射线的火箭才意外地在银心方向发现了一个异常强的X射线源. 以后的观测不仅证实了这个X射线源的存在，而且还在天空其它区域发现了另外几十个X射线源. 1966 年 3 月的一次火箭观测，对X射线源的性质又获得了进一步的认识：在南天银河里，测定了一个强X射线源天蝎 X-1 的位置和大小，并证认出它是一颗亮度为 13^m 的蓝星；最使人惊奇的是，它发出的X射线能量竟然比可见光强1000倍，这是天文学家们所意想不到的. 1970 年 2 月又首次发现河外星系X射线源 NGC 1275，并陆续发现不少这类X射线源. 特别是还发现了天空背景各方向都有温度为 2.7K，但强度十分微弱的、近似各向同性的X射线辐射，被称作"宇宙基底X辐射". 这被认为是六十年代天文学上最重大成就之一，对天体的起源和演化有着重要意义. 1972 年 9 月观测到X射线源天鹅 X-3 的一次大爆发. 这种极不寻常的现象究竟是意味着一颗新恒星的诞生，

还是一颗行将消失的恒星的"临终呼号"？当时，几乎轰动了整个天文界。

由于γ射线辐射区的辐射强度很低，并且由于空间高能光子强度随光子能量的增加而减弱，其减弱速率比宇宙线与大气相互作用产生的次级光子强度随能量的减弱还要快得多。因此，观测γ射线时，背景问题相当严重（其实这个问题在硬X射线的观测中已经感到麻烦），使天体γ射线的观测比紫外及X射线的观测更加困难。通常为避开由于宇宙线撞击地球大气时产生的强γ射线对观测的干扰，必须采用能升高到大气层上面的高空气球或人造卫星进行观测。由于火箭的观测时间太短，用它来观测流量不大的γ射线是有困难的。1960年，第一次用气球进行高空γ射线观测时，发现了来自银河平面处的γ射线在银河中心区域特别强烈，并发现原来发射强射电辐射的射电源——天鹅座A源和蟹状星云，都有γ射线和X射线辐射。1961年，开始利用人造卫星进行天体的γ射线观测，近二十余年中，获得了有关天体γ射线辐射的大量资料，为全面研究天体的物理特性提供了另一个有效手段。

科学发展的历史证明，当一个新的方面引入观测内容时，科学通常将出现重要进展。正如射电天文学的诞生和发展，在一个不太长的时间内导致了天文学发生革命性变化一样，毫无疑问，紫外和X射线、γ射线天文学的发展，也必将导致天体物理学发生质的飞跃。目前，象六十年代高能粒子物理学基本粒子新世界诞生时一样，空间天文学正处于迅速发展和令人鼓舞的阶段。新发现层出不穷，对天体乃至整个宇宙的了解出现了许多崭新的看法。从确定中子星的质量到黑洞的可能发现，弄清在比地球上场强强数百万倍的磁场中、在几十亿度的高温下，等离子体的特征等各方面的物理问题，这一切不仅对天文学本身，而且对物理学也将产生巨大而深刻的影响。

本章将简略地介绍紫外天文观测和X射线、γ射线天文观测的基本方法和技术，也必然涉及有关行星际等离子体和宇宙线探测的一些基本知识。这些内容只能作为空间天文研究的最基本常

识．真正开展这方面的工作，还有待读者对有关的专门文献作深入研讨．

§10.2　紫外天文观测

紫外辐射的观测方法和仪器与可见光大致类同，不过必须在大气外进行．紫外天文观测的运载工具，视不同的观测目的，可使用火箭、气球或人造卫星．1947 年首次用火箭获得太阳远紫外光谱，随着空间探测技术的发展，从 1967 年起，相继发射了好几个轨道天文台，上面携带有薄壳望远镜．它们的观测极大地丰富了有关天体紫外辐射的基本观测资料．本节将主要介绍紫外天文观测的基本仪器：望远镜，分光计，探测器和偏振计．并在对这些仪器特性的讨论中，介绍紫外天文观测的一般特点．

紫外天文观测也涉及几个基本的观测参数：观测波长范围，光谱分辨率，测光精度，偏振度．这些参数的期望值不仅由天体物理的观测目的所决定，通常还受观测技术的限制．例如，运载工具体积的大小，限制了光谱分辨率的提高，也限制了可测波长范围的扩大；又如望远镜尺度受到的限制，必然会减少测光精度等等．

紫外观测的波长范围由地球大气，以及行星际、恒星际介质的性质所决定．地面紫外观测的上限为 3000 埃，这里大气透射系数仅为百分之一，地面几乎很难接收到这样的辐射．对太阳系外天体，由于恒星际气体中中性氢原子严重的莱曼连续吸收（波长小于 912 埃），以致无法直接观测波长小于 912 埃的紫外辐射．但对于异常遥远的一些天体，由于它们的巨大红移，使得研究 912 埃以下的辐射又成为可能．

紫外光谱分辨率主要由仪器轮廓的半宽决定．对于不同的观测要求，这个值选取的范围比较大，它在仪器的设计中是一个重要参量．紫外测光精度主要由两个因素决定：一个是统计精度，它由观测计数速率的基本起伏所决定；另一个则是绝对测光精度，即定标因子的误差，它取决于用作定标的光度标准．为了达到一定

的精度，应首先努力提高光度标准的精度。在某些特殊领域的研究中，偏振测量非常重要，本节也将对此作简略讨论。

一、紫外望远镜

用于紫外天文观测的望远镜，由于受光学材料紫外透射率的限制，排除了使用折射望远镜的可能性。即使对熔石英这样公认的紫外透射材料，其透射波段的下限也只到1800埃。虽然有一些人造光学晶体（如氟化钙、氟化锂）的透射范围可达到远紫外，但目前却只能制造小体积的这种晶体，只能在小尺度上应用它们。此外，还有一些具体技术上的原因，以致在作紫外观测时，必须采用反射装置的望远镜。

紫外反射天文望远镜与一般光学望远镜的一个重要不同，在于反射面的镀膜。紫外天文观测要求镀膜后的反射面在紫外及远紫外波段有较高的反射本领。目前，紫外和远紫外的镀膜技术已取得很大进展。其中有四种镀膜特别适用于紫外天文观测：铝加氟化镁，铝加氟化锂，铂，硫化锌。用氟化镁镀在铝上，在1200埃处，反射率可达80%，再向短波处，则反射率迅速下降。在铝上镀以氟化锂，则一直到1000埃左右，可保持60—70%的反射率；缺点是这种薄膜受辐射影响后反射率会降低，并且氟化锂薄膜容易破裂。至于铂，反射率虽然只有20—30%，但它却能延伸到1000埃以下，直至600埃。硫化锌也只有25%的反射率，却可延伸到900埃处，因此可用来观测莱曼系限处的辐射。利用高真空镀膜技术，可减少薄膜的污染，大大改进反射率。例如，高真空镀氟化镁膜时，可使波长大于1250埃处的反射率提高到90%，即比原来最佳状况改善10%；高真空氟化锂镀膜，同样可使波长大于1350埃波段上的反射率大于90%，若再经过其它技术处理，在波长小于1350埃的波段中，反射率也可超过80%。显然，提高反射镜面的反射率，直接有助于提高观测精度。给出最大反射率的薄膜层并非完全不透明，这种膜层对少量杂质的掺入十分灵敏，它将大大降低镜面的反射率。当紫外辐射并不太强，而又能保持镜面干

净时，可以维持反射率不致很快下降．在空间观测条件下，对膜层介质在紫外辐射及高能电子、质子轰击下，性能稳定性的研究表明，大部分材料(包括氟化镁在内)均不受重大影响，只有氟化锂的反射率严重下降．

对制作供空间观测使用的紫外天文望远镜部件的材料，还有如下要求：

1．材料易于进行光学加工，且性能必须稳定，能涂反射膜层；

2．力学强度大，重量轻，(强度/重量)比值很高；

3．热性质好，膨胀系数小，热传导率高．

此外，空间观测条件，还会给紫外望远镜及其它仪器带来一系列必须考虑的问题，例如外层空间气体的污染，流星危险，辐射和温度效应等等．热效应是其中最棘手的一个问题，在观测太阳的卫星中尤其重要．特别是轨道靠近赤道的卫星，它每绕地球旋转一次，对太阳光的照射便掩食一次，随时间而变化的反射率将引起光学系统的横向弯曲．在进行高精度观测时，这种弯曲将对观测结果带来严重影响．在利用火箭进行时间短暂的观测时，可通过特殊的设计，并在结构中选择合适的材料进行补偿，从而克服它的影响．对专门用来观测太阳的卫星，克服热效应是作为仪器设计中的一个重要因素来考虑的．当太阳在卫星轨道上升起的时候，镜面前表面被加热，便产生一个向着镜背面减小的，随时间而变化的温度梯度，它导致镜面的曲率发生变化．在相对稳定的情况下，镜面曲率的变化为

$$r = q\left(\frac{\alpha}{k}\right).$$

上式中，r 表示曲率的改变量，q 为单位面积镜面上输入的热量，α 为热膨胀系数，k 为热传导系数．由于曲率的变化而导致望远镜焦距 f 的变化，其变化量 Δf 为

$$\Delta f = 2rf^2.$$

上两式表明，热效应带来的影响与热膨胀系数 α 和热传导系数 k 密切相关．选择具有大热传导系数和小热膨胀系数的光学材料制

作反射镜面，便可使热效应减少到最小．表 10.1 给出几种常用的紫外光学材料的热膨胀系数 α，热传导系数 k，以及 α 与 k 的比值．从表可知，熔石英由于 k 太小，制作镜面是不理想的．比较合适的材料是超低膨胀熔硅（ULE Silica）、紫外陶瓷，它们的热膨胀系数均接近于零．戈达德（Goddard）飞行中心用于 OAO 卫星上的第一个紫外望远镜的镜面，是采用铍作材料的，它具有很高的（强度/重量）比和良好的热性质． 实际使用时成像质量可达 1 弧秒．

表 10.1 几种紫外光学材料的 α 和 k 值

材料名称	α(10^{-7}/℃)	k(瓦/厘米·度)	$\frac{\alpha}{k}$(10^{-7})
熔石英	5.5	0.0138	4.0
铍	124	1.58	78.5
铜	166	3.92	42.3
超低膨胀熔硅	0.2±0.3(5°–35℃)	0.0138	14.5
紫外陶瓷	0±0.3(0–50℃)	0.0167	0(30℃)

紫外反射式天文望远镜的结构主要采用两类形式：

1．轴上系统．它适用于小视场紫外天文观测．反射镜面为旋转圆锥曲面．几种常用的基本结构同光学望远镜，可参考第二章有关内容．当像差小时，其分辨本领由衍射决定．当观测的天体不在光轴上时，由于像差（例如彗差）的增大，将使分辨本领急剧变坏．考虑彗差对成像质量的限制，其最大可用视场为

$$\Delta\theta = 6\lambda/D\left(\frac{f}{D}\right)^2.$$

2．广视场系统．在这种系统中，利用改变副镜的形状，或引入附加部件，使彗差达到极小，同时也必须避免球差．这类望远镜的基本结构亦可参考第二章．显然，副镜或附加部件的光学性能将直接影响这类望远镜观测波长的范围．例如，在施密特系统中，实际工作波长由改正镜的透射率所决定．

二、分光计(光谱仪)

考虑到光学材料的透射系数，一般棱镜分光计显然不适用于紫外天文观测。紫外分光系统主要采用平面或凹面衍射光栅；当需要高分辨本领的色散系统时，也可采用法布里-珀罗干涉仪。

紫外分光计的结构，基本上与可见光波段的分光仪器类似。除必须考虑光学材料的透射性质外，对紫外分光计的色散系统，还必须强调如下几点：

1. 为了提高光栅的反射本领，需要努力提高光栅表面镀膜的质量，通常紫外光栅均涂有氟化镁薄膜。

2. 阶梯光栅在空间紫外观测中特别有用。为了得到高分辨本领，必须应用级数很高的光谱。阶梯光栅的特性，不但能满足上述要求，而且也能满足在空间飞行器的有限容积中，紧凑地工作的要求。利用它，可以获得高分辨本领和宽波段范围的紫外光谱资料。无疑紫外阶梯分光计中的准直系统、聚焦系统以及与阶梯光栅色散方向相垂直的粗色散系统，其光学部件也都必须满足紫外观测的要求。

3. 紫外分光计中，复制光栅受到很大重视。这是因为在空间观测的应用中，复制光栅不仅价格比原刻光栅低廉很多，还由于在某些情况下，复制光栅的性能无论在增强反射光量或减少散射光方面，都超过原刻光栅。然而，鉴于空间观测的特点，必须相应地提高复制塑料涂层在空间环境中的性能。

4. 法布里-珀罗干涉仪能在有限波段中产生很高的分辨本领。但使用时必须配以准直系统、聚焦系统以及窄带滤光器等部件。它也是空间分光观测中的有效仪器。但由于它的光学系统中应用了透射光学，所以它的工作波段将受光学材料透射系数的限制。有人将铝加氟化镁作为干涉仪的光学介质，镀在高质量的“分光部件”上，并在熔石英基底上淀积铝加氟化镁薄层组成干涉仪。这样可使法布里-珀罗干涉仪工作波段的下限延拓至1800埃，但仍然不能满足整个紫外波段观测的需要。

三、紫外探测器

紫外天文观测可以采用的探测器主要有照相底片、光电倍增管和录像管。下面将分别讨论它们的基本特性。

(一) 照相底片

如第三章所述，照相乳胶的最大优点是它的像贮存能力，以及它结构的简单。但由于一般明胶对紫外辐射的吸收，对于紫外观测需要应用特殊的乳胶。通常用于紫外观测的照相乳胶是 Ilford QI, QII, QIII, Kodak SWR 和 Kodak Pathé SC5, SC7。制造 Kodak Pathé SC5, SC7 时，通常采用一种离心方法，使得感光颗粒散布在明胶表层中，这样便可使乳胶在受入射的紫外辐射照射感光前，不受明胶吸收的影响。在上述几种乳胶中，Kodak Pathé SC7 最灵敏，在莱曼 α 波长处，产生单位照相密度所需的能量只要 0.05 尔格/厘米^2。

从空间紫外观测的要求来看，照相底片主要有以下缺点：

1. 感光的结果没有电特性，无法通过无线电波进行资料回收。因此，只能用于火箭和高空气球的观测，而人造卫星上无法应用。
2. 响应为非线性，处理麻烦。
3. 量子效率低，测光精度低。
4. 照相乳胶具有较宽的光谱响应范围，对可见光也有一定的响应，于是可见光将被散射而叠加在部分紫外光谱上，影响观测结果的精度。

(二) 光电倍增管

光电倍增管是用于紫外天文观测最重要的探测器，它具有高增益、低噪声和重复性等优良特性。在紫外天文应用上的唯一缺点是它的单通道性。目前，光电倍增管已发展到相当先进的水平，它作为商品具有广泛的选择性，基本上能满足空间观测的需要。

用于紫外和远紫外的光电倍增管，其结构可大致分成两类：具有各种窗口和光阴极材料的倍增管；远紫外短波长无窗开放型倍

增管．下面分别进行讨论．

1 密封式倍增管

它的结构与一般可见光观测所用的倍增管相同，具有高量子效率．光谱响应由窗口材料和阴极材料决定．目前广泛使用溴化钾、溴化铯、碘化铷，碘化铯和碲化铯等材料作光阴极，采用特种玻璃、石英、蓝宝石、氟化锂和氟化镁等作窗口材料．一般情况下，这类倍增管短波响应的极限常由窗口材料决定，而长波极限则由光阴极材料决定．将不同材料的窗口与光阴极相配合，便可获得各种形状的光谱响应曲线．例如，具有氟化锂窗口和碘化铯光阴极的倍增管，其响应范围为 1000—1600 埃；具有氟化钙窗口和锑化铯光阴极的倍增管，在 1200—3000 埃波段范围内，光谱响应基本均匀．为了减少可见光波段的散射光影响，紫外观测应用的光阴极可制成对可见光不灵敏的器件．例如，碲化铷光阴极仅对波长小于 3000 埃的辐射有响应．除此以外，下列几种倍增管在紫外观测中是重要的：

（1）能在无色散系统中进行宽带观测的．

（2）能分开分光计中背景散射光的．

（3）能排除重叠的其它光谱的．

这几类倍增管也可通过选择窗口材料，以及与不同的光阴极搭配而获得．

2 无窗开放型倍增管

当紫外观测的波长短于 1100 埃时，一般材料的透射窗口已不适用．必须采用无窗口倍增管，使紫外光量子能直接打到光阴极上．这类倍增管除无窗口外，结构基本上与密封式倍增管相似．它们有磁电子倍加器和通道光电倍增管两种型号．前者以本迪克斯 (Bendix) 公司生产的磁电子倍加器为代表．它是一种电场和磁场交叉的倍增器，光阴极由钨或其它不活泼的金属构成，它在 1300 埃以上不灵敏，而在短波方向却可延伸到 X 射线区域．这种装置消耗功率较小，具有 10^8 的电流增益．缺点是受温度变化的影响较大，温度的变化将直接改变倍增管的增益．而它的暗流却比较

低．通道式倍增管由大约1厘米长、口径为1毫米的玻璃管组成，它的内壁涂有高电阻的连续次极．电场沿着管子的长度方向，开放输入端的内表面构成光阴极．光电子沿管子长度方向向上运动时，不断与内表面碰撞，造成二次电子发射，其增益可超过10^7．它在空间条件允许的范围内，还能给出利用多通道的可能性．因此，这类管子在紫外天文研究中是重要的工具．应用时不受尺度的限制，只是它们中的每一个都必须有自己独立的电路．有些实验室还发展了一种光子闪烁装置，入射光子从半透明的光阴极中释放电子，然后在20000伏的高压下进行加速，使电子有足够的能量轰击荧光物质，从而释放出大量可见光子．再由通常的倍增管接收并转换这种光子．无疑这类装置亦具有较高的增益．

（三）录像管

录像管兼有照相底片和光电倍增管的优点，它的成像和贮存信息的能力使它具有大信息容量．而信号的电特征又允许能遥测信息，因此它能被应用在卫星观测上．

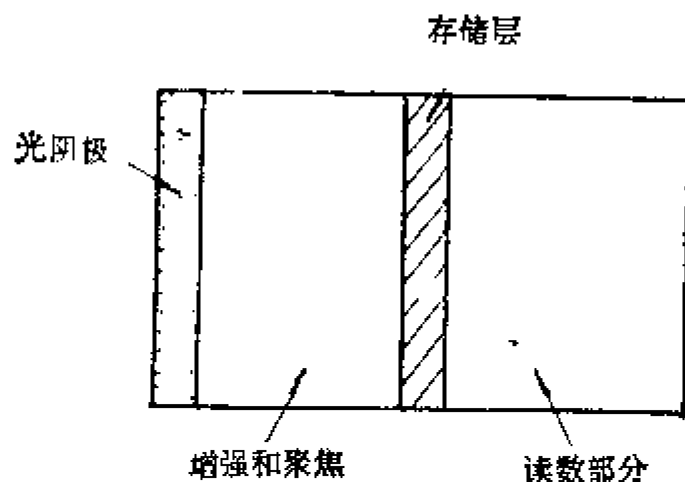


图10.1　录像管结构简图．

图10.1给出录像管结构的简图．入射的紫外辐射被聚焦在光阴极上，由光阴极释放的电子被会聚到贮存板上，这个过程中电子得到加速，于是在贮存板上可得到增强了的带电像．下一步为贮存板上电信息的读数过程，这时信息将被转变为遥测系统所需要的形式．

紫外天文观测要求录像管有如下特点：

1. 光谱响应包括整个紫外范围：900—3000 埃。

2. 贮存时间较长，从几分钟到几小时。

3. 长积分时间下的低背景。

4. 高空间分辨本领。

5 重复性好。

6 体积小，结构紧密，能容纳在空间飞行器中。

7. 重量小。

8. 低功率损耗。

其中前五条是一般实验室的主要设计标准，后三条则是空间观测的特殊要求，它表明采用静电系统比电磁系统优越，因为电磁系统的体积和重量都比静电系统大，功率损耗也比较大，并由于电磁耦合还可能给飞行器带来不利影响。

四、紫外偏振计

对于可见光、近红外和近紫外波段的偏振测量，已有较成熟的仪器用来测量辐射的全部偏振特征。因此，紫外天文偏振测量也可大致分 2000 埃以上和 2000 埃以下两个波长区域进行考虑。2000 埃以上的偏振测量已有合适的光学偏振器；而 2000 埃以下的偏振测量仪器则尚处于研制和发展阶段。

（一）2000 3000 埃波段内的偏振测量

一些双折射晶体的透射区域正好位于这个波长范围内。例如方解石，它的截止波长为 2100 埃；石英，它的截止波长为 1800 埃。显然，它们适用于整个区域。因此，利用石英部件，可在这个区域进行与可见光相同形式的偏振测量；而且，考虑到其它因素，石英是比较理想的光学材料，它能完全适应空间飞行器的观测环境。

通常用来测量线偏振的装置有两种。一种是洛匈棱镜，当紫外辐射通过时，寻常分量不偏离原方向，而非常分量则改变光路。由于它能绕轴单一地旋转，对需要调制的仪器，这种棱镜是十分合

适的．第二种是渥拉斯顿棱镜．在这种棱镜中，寻常成分和非常成分的偏振相同．因此，它是一种对称装置，在需要连续监视两个偏振支量时，可用于非调制测量．上述两种棱镜都是由石英晶体棱镜粘合而成的，但在用于 2000 埃以下的远紫外测量时，考虑到粘合剂对远紫外辐射的吸收作用，棱镜只能用机械方法合在一起．如第六章所讨论的那样，石英片还能被制成对一定波长产生固定光程差的波片，例如 $\frac{1}{2}$ 波片，$\frac{1}{4}$ 波片等等；也可制成可调光程差的补偿器，使用时更为有效．

石英材料制成的偏振装置，其唯一的不足之处是尺度受限制．制造大于 5 厘米的晶体是困难的．通常情况下，小于 5 厘米的晶体已能满足测量的需要．当测量需要用大于 5 厘米的光学部件时，可采用一些特殊的塑料胶片．这些胶片对紫外辐射测量的波长下限一般仅稍大于 2000 埃．然而，它的光学性质明显比石英低劣，而且在空间飞行器中应用时，显得十分娇脆．

(二) 1200—2000 埃波段内的偏振测量

在属于这个波段范围内的一些区域中是透明的物质极少，而氟化锂却是在整个区域中都是透明的．有人曾制造氟化锂检偏振器，用来研究从可见区到 1216 埃波段内辐射的偏振性质，但它的效率较低．改用氟化锂薄片堆可提高效率，一个由 6 片氟化锂薄片组成的系统，在 1200 埃处的偏振系数为 82%，在 1600 埃处为 65%．然而，它们的透射率太低，只有 4.3% 和 21.5%．

对其它一些光学材料在远紫外区的偏振性质，还必须作进一步研究．希望能发现或制造出性质优良的检偏振材料．

五、紫外光度定标

通常紫外辐射流量的绝对测定，在紫外天文学的发展中具有重要意义．完整的绝对定标工作，要求定出从辐射源记录的信号转化为空间飞行器中绝对单位[尔格/(厘米^2·秒·埃)]的转换因

子，并求出转换因子随波长的变化关系。尽管紫外绝对定标技术已取得很大进步，但在实际应用时，仍有大量工作要做，目前可进行精密测量的波长范围为900—3000埃。

与可见光区域的定标工作类似，定标最终必须基于实验室的某个标准：标准辐射源或标准探测器。下面将分别进行讨论。

（一）标准辐射源

如果在900—3000埃波段范围内能找到一个具有足够大辐射流量的标准源，当然对绝对定标工作比较理想。然而，实际上并不存在这样的源。从绝对黑体辐射的普朗克分布可知，要求在紫外波段具有足够高的辐射流量，相应需要黑体有非常高的温度。实现如此高的温度是相当困难的，因而不能象第七章中对太阳进行绝对定标那样，采用绝对黑体为标准源。有其它几种方法可供选择，但都有待进一步发展。

1. 同步辐射

电子的同步辐射可作为标准源。同步辐射的流量，可以从电子的加速能量和它们的同步运动的轨道半径精确算出。所以，它可作为紫外辐射定标的重要标准源。但这种辐射具有极强的方向性，这对它的应用提出了一些具体问题，有待进一步完善。

2. 契林柯夫辐射

这是另一种重要的标准源，它的辐射流量取决于带电粒子（一般为电子）的运动速度，以及介质的介电常数。但在实际应用中也存在问题。

3. 分支比（Branching ratio）

它是一种二级标准源。其原理是将可见标准向紫外延拓。由等离子体中某种原子或离子的同一上能态发射的两条谱线，它们的强度比在一般情况下是各种等离子体参数的复杂函数。但在谱线是光学薄的极端情况下，这个比值可简化为两个能级的爱因斯坦跃迁系数之比。因此，当选取某种光学薄的情况，并选择几对这样的谱线，它们具有相同的上能态，而且一条谱线在可见区，另

一条在紫外区．于是，由可见区的定标可定出可见区谱线的强度；然后，再由两条谱线的跃迁系数之比，推出紫外区谱线的强度．从而可把这条紫外区谱线，作为紫外定标的次级标准源．

（二）标准探测器

这是一种经过校准的紫外探测器．利用它的反应信号，可直接读出用绝对单位表示的入射紫外辐射强度．鉴于待测天体的紫外辐射不是直接进入探测器，中间需要经过一系列前置光学系统，因此，利用标准探测器进行绝对测量时，还必须知道这些前置光学系统的单色透射率．测量单色透射率的方法，基本上与可见光波段的测量方法雷同．考虑到可能的偏振效应，测量时必须绕光轴旋转单色仪或待测的前置光学系统．把单色透射率已知的前置光学系统与标准探测器组合，便成了一个完整的定标系统．然而，一般情况下总是不愿将标准探测器放入飞行器中的，通常总是使用经过标准探测器校验过的次级工作探测器来代替它．在紫外波长范围内常用下列两类标准探测器．

1 热电堆

在长波范围的测量中，这是一个发展得相当完善的探测器．它几乎能吸收全部入射辐射，并把它们转化为热．然而，在紫外区域，工作得并不那么理想．当紫外辐射入射时，除热效应外，还可能产生其它一些物理过程，例如光电子的发射等等，这将影响测量的精度．通常只把热电堆作为亮紫外辐射观测的标准探测器．

2．电离室

这是一种充满气体的管子，管中心为金属电极，与周围管壁保持一定的电位差．入射的紫外辐射将引起管中气体的光致电离，产生离子-电子对．采用合适的电子学方法，便可对它进行测量．当电离室被用作标准探测器时，必须预先测定其窗口的单色透射率．电离室的应用范围受下列因素限制：长波端受所充气体电离电位的限制，只有能量大于气体原子电离电位的紫外光子才能使得该探测器有反应；而短波下限则由窗口的透射率所决定．通常，电离

室所用气体的长波端可达1600埃；对全封闭的氟化锂窗口，其波长下限为1050埃．一般空间观测常采用它们作为标准探测器．至于工作波长在900埃以下的电离室，在采取其它辅助技术措施的情况下，效率可高达90%．

精确的绝对测量是十分困难的．即使在实验室中进行可见区的测量工作，也需要特别小心谨慎．空间观测更是如此，而且还存在其它的困难问题．例如，绝对定标的延拓，飞行器中仪器正常工作的维持等，其困难程度是可想而知的．一般情况下要求地面定标在空间飞行中的结果不能变化．然而，在某些情况下，仪器周围的环境可能有较大变化，这就必须充分考虑进行空间定标的可能性．这就要求在空间飞行器中携带初级或次级标准源．解决这个问题的最好办法，是建立标准参考星综合系统，并结合进行一些与紫外天文观测有关的重要的专门实验．

§10.3　X射线天文观测

一、概述

X射线和γ射线都属于电磁辐射的高能范畴．所以X射线天文学和γ射线天文学都被称为高能天体物理学．由于地球大气对X射线的吸收，以及考虑到宇宙高能带电粒子与地球大气相互作用时会产生二次X射线，因此，对天体X射线的观测，几乎都在火箭、人造卫星和高空气球上进行．

由于软X射线光子的能量较小，所以对软X射线的观测只能在100千米以上的高空进行，通常借助于火箭和人造卫星进行．早期的资料大部分来自火箭观测，但随着专门用于X射线观测的天文卫星的发射，已从卫星观测中获得了越来越多的高精度和高分辨率(包括空间分辨率和时间分辨率)的结果．

硬X射线的观测要困难得多．因为无论是太阳、恒星，还是星系，它上面所发生的物理过程，都使硬X射线波段范围内的高能光子谱变得十分陡峭．火箭观测提供的时间太短，不能累积足够的

辐射能，而需要利用人造卫星进行观测。此外，考虑到硬X射线光子具有很高的能量，在地球大气中有较大的贯穿深度，使得有可能利用气球进行观测。它能提供几小时以上的观测时间，这比火箭优越得多。

背景辐射的大小直接影响观测结果。X射线波段的背景辐射可以有很多原因引起：来自宇宙的高能带电粒子与地球大气的相互作用可产生二次X射线辐射；而高能宇宙线、γ射线与测量仪器及运载飞行器之间的相互作用，也能产生二级辐射效应。这些背景辐射，混淆了待测天体的真实X射线辐射，危害极大。在设计各类X射线的观测仪器时，都必须认真考虑这个因素。

X射线天文观测仪器的设计，还必须考虑X射线天空模型，即天空X射线源的分布和强度、能谱的分布，星际介质对辐射的影响，以及观测者对待测天体的基本认识等因素。近年来对大量观测资料的分析表明，X射线源是以很高的密度集中于银心方向约20°经度的范围内。银河X射线源至少包含两种类型：一种是超新星残迹，如蟹状星云和仙后A等天体，它们是延伸X射线源；另一种是脉冲星，如天蝎X-1，天鹅X-2，它们的X射线强度变化剧烈，但都是形状稳定的点源。这些银河X射线源的强度范围，约为蟹状星云强度（2-10千电子伏特范围内为20—0.2光子/厘米²·秒）的0.1倍到10倍之间，它们的实际发光本领为10^{36}—10^{37}尔格/秒。此外，还观测到象M-87这类X射线星系的存在。

如果将探测器的灵敏度提高1-2个量级，估计观测到的X射线源将会有很大增加；而当灵敏度提高4—5个量级时，将可能发现更多宇宙新现象。但是为了避免源的混淆，在增加探测系统的灵敏度的同时，还必须提高仪器的空间分辨率和时间分辨率。在高能天体物理中具有决定意义的，是高分辨本领的优质准直器的使用。

此外，在X射线观测仪器的设计上，还应该考虑天体X射线能谱的特点。迄今为止，综合所观测到的天体X射线能谱基本上为指数谱或幂律谱。因此，X射线光子的最大数目几乎在X射线波

段的最低能量处．但由于星际介质的吸收随X射线源的距离而变化，所以可观测的能谱的下限将受它的限制．由理论计算的低能截止波长并不准确．观测结果表明，在高银纬处能记录到很强的0.3千电子伏特的软X射线辐射；而在银道面上，能谱的截止却在0.7～3.4千电子伏特之间，与X射线源的位置有关．当然，还有一种可能是，有吸收介质存在于X射线源本身附近．

二、准直器与望远镜

由于X射线光子的高能特性，无法用一般光学望远镜来观测天体的X射线辐射．专门用来观测X射线辐射的天文望远镜的制成还是近二、三十年内的事．

（一）准直器

早期的X射线天文观测，是采用所谓"准直器"来确定X射线源的位置和它们的角大小的．准直器的基本部分，是一个放置在X射线探测器前的机械挡板，用以限制探测器的视场．例如一个挡光圆筒，只要选择合适的大小和形状，便可精确限定探测器的接收范围．当然，这些机械挡板必须由对X射线不透明的物质制成（众所周知，X射线辐射有极强的贯穿本领，远非一般可见光所能比拟）．为了充分利用探测器的有效接收面积，并提高准直器的角分辨率，目前已制成各种形式的准直器．如网格状准直器，调制准直器等．后者的分辨本领目前已可达几弧秒．

显然，准直器只能起到一般望远镜的部分作用．它只能大致判断X射线源所在方位的范围，而无法作精确定位；也没有收集X射线辐射的本领，以及成像的本领．因此，无法用准直器研究X射线源及X射线延伸源的细节，无法精确测定X射线源的位置．所以，准直器是一种相当粗糙的X射线观测仪器．

（二）掠射光学

由于能量很高，X射线辐射很容易穿透物质或为物质所吸收；

在一般介质中，X射线波段的折射系数略小于1，且又非常接近于1．X射线的这两条特性，限制了在设计X射线望远镜的成像系统时，完全不同于射电波段、红外波段以及可见光、紫外等波段应用的望远镜．它不能应用折射式的成像系统．否则，在X射线折射光学系统中，就要求有一个甚长焦距的极薄的透镜，和相应的其它装置，这实际上是无法实现的．于是，天文光学家们转向利用物质对X射线的折射系数略小于1的性质：当X射线辐射以接近于90°的入射角掠射到反射镜表面时，将在表面上发生全反射现象．这种全反射便构成了掠射光学的基础．X射线在两种介质界面上的折射和反射的性质，在光学上可用费涅尔方程描述．设i为入射角，则掠射角θ被定义为$90°-i$（亦即入射辐射与界面的夹角）．当掠射角θ小于临界角θ_c时，则入射的X射线将在界面上发生全反射．临界角θ_c由下式决定：

$$\cos\theta_c = n.$$

由于$n \approx 1$，所以θ_c是非常小的角．有关光学材料的折射率n，可由色散理论计算或用实验方法测得．

掠射光学的研究，提供了X射线聚焦成像的可能性．自六十年代以来，以掠射光学为基础的无像X射线聚焦收集器和成像X射线望远镜便相继问世．从而把X射线天文观测提高到一个崭新水平．

（三）X射线聚焦收集器

早在1960年，就有人提出，利用X射线在掠射情况下发生全反射的特性，可使进入较大孔径装置中的X射线会聚到一个小面积上，借以增强对弱X射线源的观测能力．X射线聚焦收集器的作用就是这样．它把面积远较探测器接收面积为大的X射线辐射，会聚到X射线探测器上，从而提高了探测X射线的灵敏度．由于聚焦收集器的作用仅仅是收集较大数量的X射线辐射，并不要求有明晰的天体X射线像，因此聚焦收集器的基本部分，是一个比较粗糙的X射线掠射成像系统．这种装置较准直器的优点，除了可

采用面积较小的探测器，并提高灵敏度外，还能增强信噪比增益，减少低能电子背景的影响．尽管它不能获得天体的X射线像，且定位的精度也不高，但它的结构却较X射线成像望远镜简单轻巧，特别适用于某些X射线天文观测．

（四）X射线望远镜

为了提高观测的空间分辨本领，为了研究延伸天体的实际结构，X射线成像望远镜是必不可少的．早在1952年，就已证明存在着掠射角下产生可用X射线像的复杂反射镜面．从1960年开始，就研究它在X射线天文观测中实际应用的可能性，它很快在空间天文观测中发挥了重要作用，并导致一系列重要观测结果的获得．

利用抛物镜面在掠射条件下的成像性质，可以获得X射线源的像．但是旋转抛物面的几何光学性质，决定仅仅是平行于抛物面光轴的光束才能在它的焦点处成像．然而掠射条件要求入射X射线辐射必须与抛物镜镜面法线有较大夹角，这将使这种成像系统（不仅如此，也包括任何其它单一的掠射-反射系统）无法满足阿贝（Abbé）正弦条件，致使轴外点成像有严重彗差．这时如果加上另一个反射镜，例如双曲面镜，使它与抛物面共轴共焦，使能近似地满足阿贝正弦条件，可在很大程度上克服彗差对成像质量的影响．图10.2给出一个抛物柱面-双曲柱面组合的物镜的基本光路：入射的X射线首先在抛物柱面的内壁上反射，然后经同轴共焦

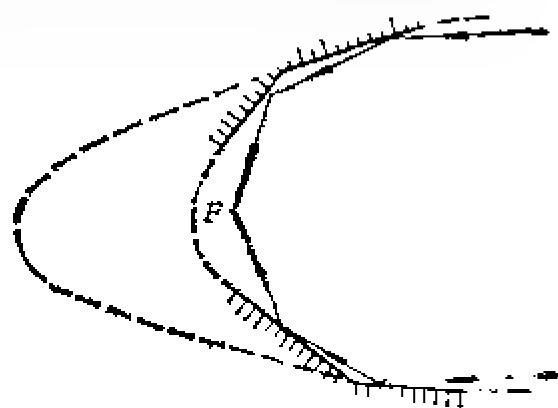


图10.2 抛物面-双曲面物镜的光路．

的双曲柱面反射成像。上述系统中，系统的焦平面将移到双曲面两个焦点中靠近的一个上。实际应用中，可以有各种形式的反射镜面的组合：除抛物面-双曲面组合外，还可采用椭圆面-抛物面组合，椭圆面-双曲面组合等。其中抛物面-双曲面组合具有最广泛的实际应用。这种结构减小了保持两个镜面共轴的困难，并增大了当焦距和口径一定时光学系统的反射效率。实际应用中，通常使离光轴较远，而又和光轴平行的入射X射线，与反射镜面的夹角为40—80弧分(即图10.3上的α角)。图10.3给出用于空间观测的X射线望远镜的光路图。如图所示，平行于光轴，且与光轴距离较大的入射X射线束，将通过由抛物面-双曲面组合物镜的两次反射，成像在系统的光轴上。通常的设计使得$\alpha=\beta$，这样可增大两个面的反射效率。由于产生全反射的临界掠射角θ_c大致与波长成正比，所以在波长为几埃的范围内，掠射角变得相当小。例如，对应于2.5埃的临界掠射角只有25弧分左右。整个X射线望远镜的外形很象一只圆筒。

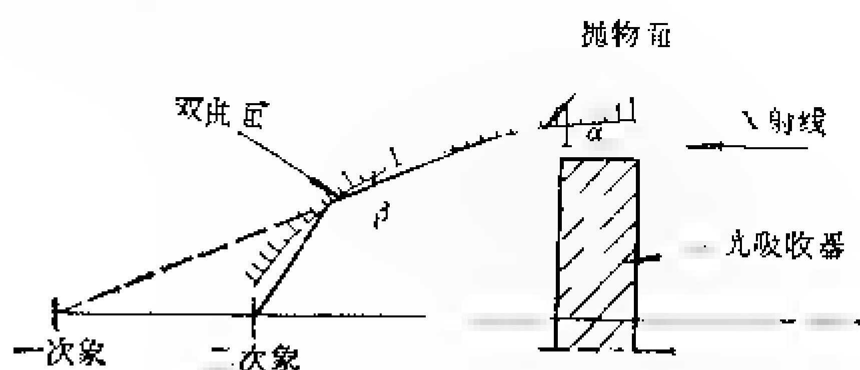


图10.3 X射线望远镜的原理。

早期的X射线望远镜镜面是采用普通机械技术，由铝或环氧树脂制成，其质量不够理想。以后生产的望远镜物镜，则是用镍作镜面材料，经过特殊工艺的加工而制成。这种镜面的望远镜在8.3埃处的反射率约20%左右，角分辨率达20—30弧秒。OSO 4卫星采用了这种望远镜。而更新型的X射线望远镜是把一种称作凯尼根（Kanigen）层的非结晶镍合金，附着在很厚的铝或铍支架上构成。然后再用光学加工技术进行抛光。若利用熔硅材料，还可能获得性能更满意的望远镜，它们比非结晶镍合金有更好的表面

光洁度．熔硅镜面的X射线望远镜已被应用在X射线天文观测中．

必须指出，在X射线波段，由于波长很短，衍射效应已经很小，望远镜的角分辨率与镜表面的局部精度关系不大，而是主要取决于整个表面的公差．目前X射线望远镜的分辨本领已达几弧秒的量级．

（五）菲涅耳环板

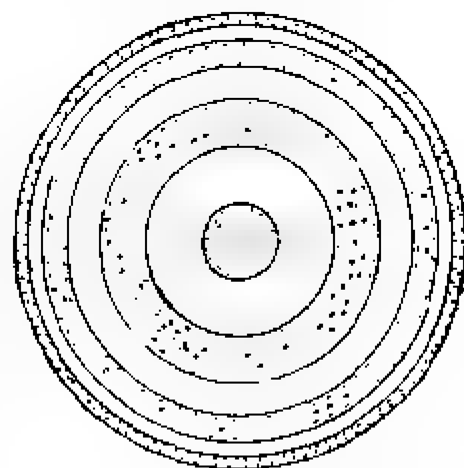


图10.4 菲涅耳环板示意图．

菲涅耳环板是应用物理光学中的菲涅耳圆盘衍射原理制成的又一种X射线成像仪器．图10.4给出菲涅耳环板的示意图．它由许多同心环构成，从中心圆盘算起，每个奇数环（即涂成黑色的）都对X射线不透明；而每个偶数环（即无色的）都对X射线透明．黑环与黑环之间的距离（它们被称作环栏）都按一定的公式进行计算，即环的半径与环的序数的平方根成正比（详细的论述可参考一般物理光学书籍中菲涅耳圆盘衍射部分的内容）．或者可以这样计算：对于给定的波长和给定的环板焦距，相邻黑环的半径必须满足，使平行于轴的相干波波前通过环栏，并在向环板轴衍射时，同位相地到达焦点．显然，在菲涅耳环板中，入射X射线的会聚和成像是由于一系列同心圆环栏中的衍射现象所造成．

由于X射线的波长很短，为了获得质量良好的X射线像，环板制作工艺要求十分精密．对于波长为500埃的X射线辐射和焦距为50厘米的情况，环的宽度小到只有2微米的量级．这种要求大大增加了环板制作上的困难．为了获得性能理想的环板，还必须在工艺技术上作进一步的努力．

菲涅耳环板与X射线望远镜相比，它的优点在于成像的单色性，这是由于菲涅耳环板的焦点与入射辐射的波长有关的缘故．这种特性是任何其它望远镜所不能具有的．然而，环板在应用上也存在缺点．

1. 菲涅耳环板的面积或半径是由焦距和入射辐射的波长所决定的。这就大大限制了环板的大小。例如，对于焦距为1米，入射辐射波长为50埃，由100个环带构成的菲涅耳环板，其中心圆的半径为0.07毫米，而最大环直径是0.7毫米，最外面的环栏宽度仅为3.5微米。所以这种装置的辐射累积效率很小。

2. 对菲涅耳环板，不同波长的辐射会聚的焦点不同，因此存在着严重的色差效应。为了获得纯粹的单色像，需要对入射辐射预先进行滤光，或采取其它前置色散的手段。

3. 在环板技术上存在着致命性的缺点，即所谓零级辐射的存在：大约有30%的入射辐射构成了零级辐射。它们是由环板阴影像叠置而构成的。结果造成了一个很强的背景雾，严重损害了像的清晰度和反衬度。而要从歪曲的像中排除干扰因素，恢复其真实形象相当困难。有一种比较好的解决办法，是采用直径较大而中心部分为不透明截面的环形环板，它可大大减少零级辐射的影响。

尽管菲涅耳环板存在着上述缺陷，但它毕竟为X射线的成像提供了新的途径。如果设法限制减小上述缺点的影响，菲涅耳环板仍不失为X射线成像的一种重要仪器。

三、探测器

X射线和γ射线均属高能电磁波，它们具有非常明显的粒子性。通常都用粒子探测器进行检测。然而，由于它们又不同于一般带电粒子，本身不带电，因此，只能利用它们通过介质时与原子核或核外电子发生的电磁作用，进行间接测量。X射线光子、γ射线光子与原子的电磁相互作用可分三种：光电效应、康普顿效应和电子对效应。这三种互作用都能产生次级电子，而次级电子又将导致探测器内物质的电离和激发，从而使观测者有可能间接地探测它们。

空间飞行器中应用的X射线探测器基本上与实验室中常用的仪器相同。只是要求它们体积尽量小，重量尽量轻，损耗功率尽量

低。这样可减少运载工具的功率，减小飞行器仪表舱的体积，并延长能源的使用寿命。下面将简略地介绍几种探测器，它们都利用了在高能辐射下气体或固体将发生电离的性质。这些探测器既可用来探测X射线和γ射线，也能用于一般高能粒子的检测。

（一）电离室

电离室和下面将要介绍的 G-M 计数器、正比计数器同属气体探测器。它们是核物理中最早使用的一类探测器，曾在核物理的发展中起过重大作用。

电离室，正比计数器和 G-M 计数器的工作原理既有共同点，又有不同之处。它们都具有一个内部充有某种气体的小室。图 10.5 给出一个圆柱形气体探测器的基本结构。圆筒内充有气体。当高能电磁辐射或带电粒子进入室内时，由于与室内气体的相互作用，将使气体电离而形成电子和正离子。如果对它们加以外电场，例如在圆筒壁上加以负电压，中心丝极上加以正电压，则这些离子和电子将在外电场作用下分别向两极运动，因而产生电讯号，并可由电子学测量设备进行记录。

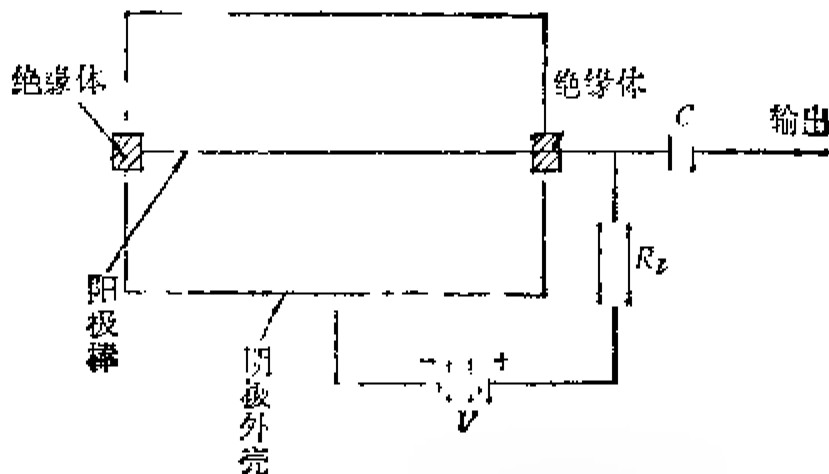


图 10.5 气体探测器的基本结构

如果没有外加电场，入射带电粒子或由高能电磁辐射产生的正负离子，将由于杂乱运动而逐渐复合，失去它们的电性质。为了有效地收集电子和离子，必须在气体空间中加以电场，使它们形成沿电场方向的定向运动。实验的结果表明，正负极所收集到的电

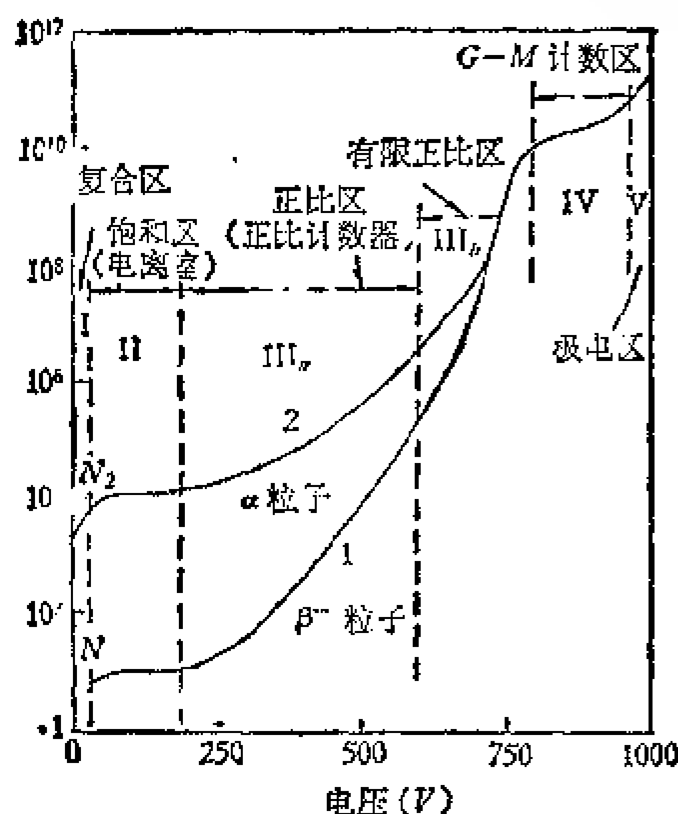


图 10.6　气体探测器中收集的电荷数与外加电压的关系.

子、离子数与外加电压的值有关,图 10.6 给出了它们之间的关系.当电压很小时,离子定向运动的速度很小,电子的吸附效应、扩散效应和复合效应起主要作用.复合将导致电子和正离子数目的减少,从而使电极上收集到的正负离子对数小于初始产生的正负离子对数.这相当于图 10.6 上曲线的第 I 段.这里被称作复合区.随着电压的增大,离子运动速度增大,发生碰撞复合的机会变小,扩散影响也减小,从而被正负电极收集到的电荷数目逐渐增加.当电压达到某一定值 V_a 时,复合过程基本上不发生,初始产生的电子和离子将全部被电极收集而达到饱和状态.这时,即使继续增加电压,在一定范围内(V_a—V_b),被收集的电荷数也不可能再增加.这个范围被称作饱和区,相当于图 10.6 上曲线的第 II 段.当电压继续增加到超过 V_b 时,由于受电场加速的正负离子对所具有的动能,足以使气体分子发生次级电离,并可能出现"雪崩"现象.因而最后在电极上收集到的电荷数也就比初始总电荷数大得多,并且随外加电压的增加而增加,这种现象被称作气体放

大. 图 10.6 上曲线的这一部分被称作正比区. 当电压继续增大到更高值时, 空间电荷越来越多, 电荷效应越来越强, 当达到某个电压值时, 收集到的总电荷数又一次达到饱和. 这相当于图 10.6 曲线的第 IV 部分. 在这一区域中, 所收集的电荷数随电压的变化又变得比较小, 并且与初始电离数无关. 这是通常 G-M 计数管工作的区域. 当电压再增加达到曲线第五段时, 电极收集的正负离子对数再一次急剧增加, 这里已属于普通的气体放电区了.

电离室, 正比计数器和 G-M 计数器等三种气体探测器, 它们尽管工作原理基本相同, 但却分别工作在上述几个不同的区域中.

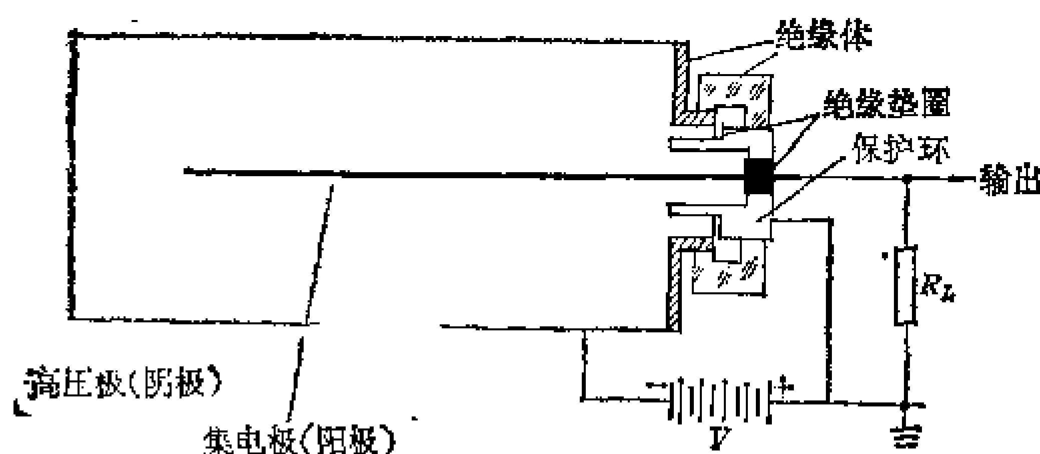


图 10.7 圆柱形电离室.

电离室是工作在饱和区的气体探测器. 其基本结构如图 10.7 所示. 圆柱形充气容器的器壁与电源负极相连, 容器中心是一根电极, 它通过负载电阻 R_L 与电源正极相连. 要求器壁和中心电极之间有很好的绝缘. 一个足够高的电压加在器壁和中心电极之间. 于是测量电离室中电流的大小, 即可确定入射辐射的强度. 必须指出, 电离室中所生电流的大小除与入射辐射强度或入射粒子数目有关外, 还与电离室中气体的压力、化学成分, 电离室的大小等因素有关.

电离室内所充的气体可以是空气, 但必须保持干燥, 以减少水汽所造成的漏电现象. 如果使用惰性气体, 如氩、氦等, 则性能将更好. 电离室中使用的绝缘体是电离室中最关键的部件, 它的性

能将直接影响电离室工作的质量．保护环用来减少主电路中的漏电流，好的保护环可使漏电流减少到 10^{15}—10^{16} 安培，从而提高了测量的精度．

空间X射线天文观测通常使用两种类型的电离室．第一种装置是直接测量离子流的．它记录入射辐射或粒子引起的总电离效应，给出离子流的连续记录．但当入射X射线的强度低时，由于输出电流也变得很小，测量精度将大大降低，而无法进行准确的测量．因此，这种连续输出的电离室常常被用来测量高辐射强度区．这类仪器中最典型的是安东（Anton）型　760 接收器．它成圆柱形，体积为 43 立方厘米，壁厚 400 毫克/厘米^2，内部充氩气，压力为 200 毫克/厘米^2．第二种是所谓积分型电离室，每当一个高能光子或带电粒子被收集时，就输出一个脉冲，它被应用于低辐射区的测量工作．在这种电离室中，器壁和中心电极 B 之间增放一个附加的可移动的导电极 A，它与电离室其余部分相绝缘．当把电压加在器壁和中心电极 B 上时，电极 A 上将产生感应的"像电荷"，使它向电极 B 移动，直至两者接触时为止．这时两个电极因处于相同电位而互相排斥．当外来的高能辐射引起气体电离，从而产生电子-离子对时，由于电极 B、A 对器壁维持有正电位，自由电子将被吸引到这两个电极上，电子中和了电极 A 上的电荷，但 B 却仍然保持原有电位．这时吸引将再次发生在电极 A、B 之间，这种吸引力一直在增加，直到它们再次接触．每接触一次即产生一个电流脉冲，表示接收到一个电量已知的电荷．对强辐射区，脉冲速率无疑是电离速率的直接度量．而在低辐射区，可用测量两个脉冲之间的时间间隔来确定电离速率．这种探测器早就被用于"探险者 6 号"，"先锋 5 号"和 OGO 等人造卫星上．

（二）G-M 计数器

G-M 计数器是工作在图 10.6 电荷-电压曲线上第 IV 段区域中的气体探测器．它的工作原理和结构与电离室基本相同，只是管壁与中心电极之间的电压远高于电离室，可达 1000—2000 伏，

G-M 计数器通常取圆柱形，所以一般又称作 G-M 计数管. 圆柱直径可从 2 毫米到 80 毫米，常见的在 10—40 毫米之间，而圆柱的有效长度必须大于直径. 在 G-M 计数器中的高电压作用下，气体电离所产生的正负离子对由于次级电离和“雪崩”过程，数目比初始增加很多，所以输出脉冲的幅度很大，以致 G-M 计数器中，一个单次电离事件就可能导致一次突然放电. G-M 计数器的电压脉冲和产生最初电离事件的粒子或光子的能量及性质无关，因此无法用它来鉴别粒子或光子的特性. 但即使对单个粒子或光子的入射，它也能有所反应，所以可广泛用于入射辐射流或粒子流的测量工作. 范·艾伦就是将这种探测器装置在探险者号人造卫星上，从而发现了著名的范·艾伦辐射带的.

G-M 计数器的缺点在于不能区别入射辐射或粒子的能量和性质；而且，计数器在每次放电之间有所谓“死时”存在，在这个时间间隔中进入计数器的粒子不能被察觉. 这在高速率计数的情况下，可能导致很大误差. 近二、三十年来，尽管在许多方面它已逐渐被闪烁方法所代替，然而由于它结构简单，易于加工制造成各种形状、大小和窗口的探测仪器，而且它输出讯号的幅度大，附属电子学线路要求简单，价格低廉，所以目前仍有广泛的应用.

（三）正比计数器

正比计数器是工作在图 10.6 曲线上正比区的一种气体计数器. 它也具有一般气体计数器的基本结构. 但它的工作电压介于电离室和 G-M 计数器之间. 在这样的电压作用下，不但次级电离使测量到的正负离子对数目比初始电离大很多，而且又能使这个数目保持与初始电离的正比关系. 因此，正比计数器既能给出较大的输出脉冲，具有较高的灵敏度，又能保证输出电信号与初始电离的线性关系. 所以它既能用于粒子探测（包括高能光子的探测），又能进行能谱测量. 尤其对于X射线和低能电子，正比计数器是很合适的探测工具. 它在X射线天文观测中应用最广. 图 10.8 给出在空间探测中应用的一个薄窗正比计数器主要部分的结构.

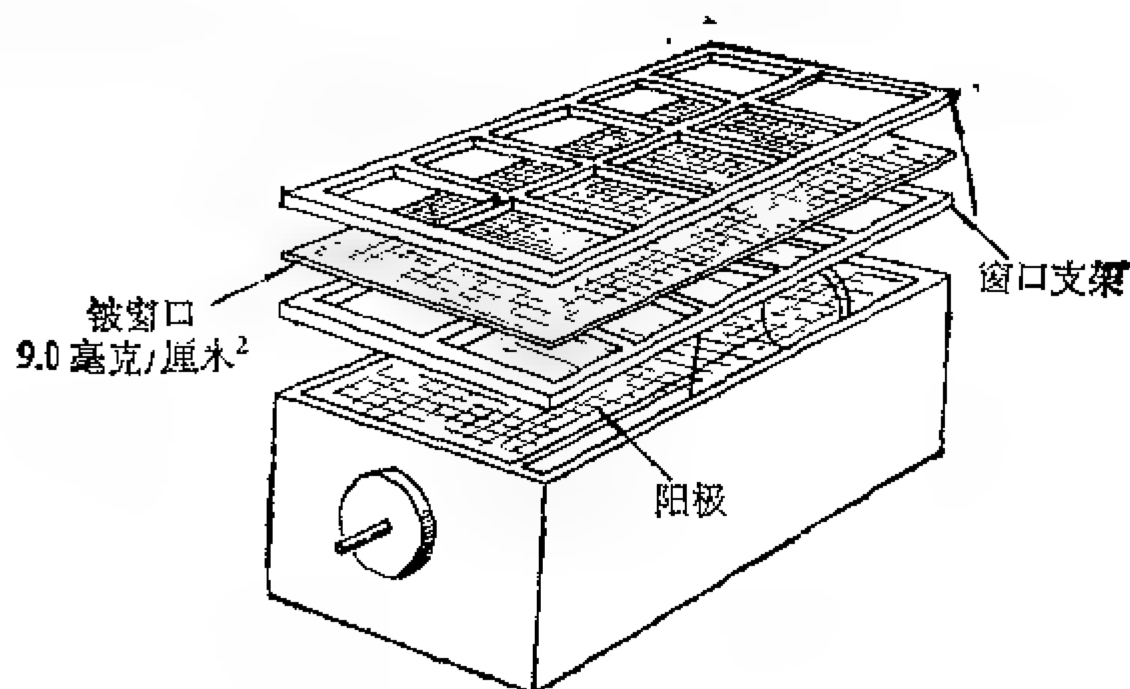


图 10.8 薄窗正比计数器.

下面分别讨论在X射线的不同波段上,正比计数器的使用情况.

1. 1—20千电子伏特能量范围内使用的正比计数器，主要采用铍或有机薄膜作窗口. 铍窗计数器的优点在于封在窗内的气体不会逃逸，因此仪器性能十分稳定，搁置寿命较长,可延长在卫星轨道上的使用时间. 有机薄膜对某些气体是有"气孔"的，窗内气体难免外漏,使用寿命将受到限制.

正比计数器近十年来的主要进展在于对背景抑制技术的改进. 目前的发展水平，已经可以制造实际上没有任何计数背景的计数系统.尤其是通过脉冲形状的鉴别,能排除起源于穿透计数器器壁的宇宙线和器壁内γ射线转换所生的电子造成的计数讯号，从而极大地改善了正比计数器的灵敏度. 脉冲信号鉴别技术建立在下述基础上：来自X射线的计数信号的上升时间宽度很窄，而由γ射线造成的信号,则有很大的脉冲上升时间宽度(其宽度可达前者的十倍以上). 因此，选择适当的电路，将能排除绝大部分非X射线事件. 有时排除率达99%以上. 原则上讲，如果综合使用各种背景排除技术,甚至还可进一步减少非X射线的背景计数.但背景计数速率的实际限制通常由散射X射线背景所决定，它在计数中是无法用上述方法鉴别的.

2. 对能量大于20千电子伏特的硬X射线,使用上述的一般气体正比计数器不是很有效。如果在容器中充以重气体,例如氙、氪等,让它们在较高电压下工作,则正比计数器的效能可扩展到50千电子伏特以上。

如本节第一部分所述,在硬X射线波段中,来自天体的光子流量随能量的减少,要比背景辐射随能量的减少快得多。研究表明,这种背景辐射很可能是宇宙线与地球大气相互作用所产生高能γ射线的康普顿散射光子,它具有相当平坦的光子能谱分布。这就使硬X射线波段的探测,遇到极其严重的大气散射背景问题,信噪比随能量的增大而恶化。有人曾采用所谓活动屏蔽技术来减少背景辐射的影响,取得了一定的成效。

3. 对能量小于1千电子伏特的软X射线的探测采用薄窗正比计数器(如图10.8所示)。薄窗正比计数器的设计和制造已取得显著成果。这种计数器除窗口材料较薄外,结构上与上述铍窗正比计数器完全相同。空间软X射线探测中已用过的薄窗材料计有厚度为6微米和4微米的聚酯薄膜,2微米的kimfoil 0.5–1微米的聚醋酸甲基乙烯脂等。对于这类计数器,理论和实验计数效率都比较好。与厚窗正比计数器相比,它们的最大优点是当能量在0.28千电子伏特以下时仍然有效。但在使用中必须严格注意下述问题:它的窗口是多孔性的,飞行使用期间需要有一个控制气体出入的调节系统,以便不断补偿气体的损失,使计数器内的气体维持一定的压力。由于脉冲辐射是气体压力非常灵敏的函数,因此,对系统的调节要求很高,并且必须采用其它手段来正确监视计数器内气体的增减。窗口材料气孔的污染,有可能使水汽渗透入计数器。所以在飞行前,计数器需要小心洗涤,洗涤好的计数器直到飞行开始前应放置在真空中。对这个波段软X射线的测量还存在其它一些困难,例如低能电子的干扰就可能影响观测结果。

综上所述,正比计数器工作的有效范围约为0.2—50千电子伏特。能量小于0.2千电子伏特的X射线光子(即波长大于60埃的光子)的探测,在正比计数器的制造中还存在着工艺上的困难。

主要是窗口必须做得很薄，以致很难加工．至于能量高于100千电子伏特的X射线光子，也由于计数器中填充的气体对高能光子的碰撞不很有效，因而气体变得十分“透明”，以致无法进行计数．此外，正比计数器中，光子流的相对统计起伏与入射光子的能量有关，入射光子能量越小，光子流的相对起伏就越大，能谱分辨率也就越低．所以，正比计数器不适宜在能量小于1千电子伏特的范围内做能谱鉴别工作．气体计数器的噪声来自紫外光子，宇宙线和低能质点．用合适的窗口可保护计数器不受紫外光子的影响．为了减少宇宙线背景，可将计数器放入由闪烁塑料物质部件组成的反符合屏蔽中．但低能电子的作用无法抵销，成了主要的背景计数源．

随着空间研究发展的需要，大面积正比计数器技术不断取得进展，目前已有面积1米^{2}的铍窗正比计数器．但与它相应的窗口材料的厚度也比较大．在某些应用中，窗口并不需要做得这么大，为获得足够大的收集面积，通常可采用组合使用正比计数器的办法．

近二十多年来，尽管闪烁探测器和半导体探测器的发展和应用日益广泛，但气体探测器仍有着独特的优点，这是其它探测器所不能取代的．目前，各种气体探测器仍在不断的改进和发展中．

（四）闪烁计数器

闪烁计数器是核物理领域内，近三十多年来发展的一种探测辐射的有力工具．它利用某些物质在高能辐射的激发作用下会发光的特性来探测高能辐射．这些物质被称作萤光物质或闪烁体．因此，一般的闪烁计数器就是由能产生闪光的透明介质（即闪烁体）和光探测器两部分组成．光探测器可采用一般的光电倍增管，但必须配以适当的电子仪器来接收并放大探测器的输出信号．典型的闪烁探测器连同电子学仪器的总体装置如图10.9所示（这种总体装置通常被称作闪烁谱仪）．所有闪烁装置共同的核心部分是前面的闪烁探测器本部，它俗称探头．这是一个不透光的密闭暗盒，

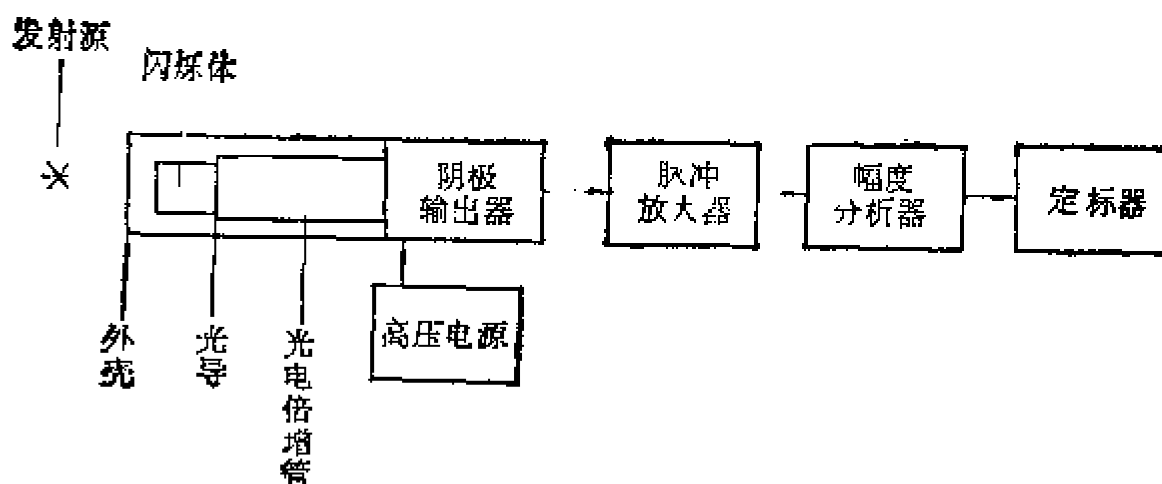


图 10.9　闪烁谱仪的方框图.

里面装有闪烁体,光电倍增管,连接它们的光导以及输出线路. 闪烁探测器记录光子的整个过程,就是将入射辐射转变为电讯号的过程. 它大致分为如下几个阶段: 1.辐射进入闪烁体,使其原子或分子激发或电离而损失能量. 2.闪烁体中受激发的原子或分子在复合过程中,发射可见光波长的光子(即闪光),其中一部分复合过程也可能不产生光子.而将能量转化为晶格振动或原子、分子热运动能量. 3.闪烁体中产生的可见光子通过闪烁体和光导,入射到光电倍增管的光阴极上. 这个过程中也有一部分光子可能会被散射或吸收,而无法到达光阴极. 4.光阴极吸收光子,发射电子,并在倍增管中得到放大,在阳极形成电压脉冲. 5.倍增管出来的电压脉冲经阴极输出器输出,被一整套电子仪器放大,分析和记录.

与其它类型的探测器相比较,闪烁计数器有如下的显著特点:第一,它适用范围广,能被用来探测各种类型的高能辐射;能测量它们的能量,并鉴别它们的性质;并能在各种场合和复杂的环境中使用. 第二,闪烁体可以是固体或液体介质,且可作成很大尺寸.因此探测效率很高,特别是对于γ射线,其探测效率高达20—100%,比其它探测器高几倍甚至几十倍. 第三,它有较高的时间分辨率,允许在大计数速度下工作. 这对于一些快速现象的观测具有重要意义. 上述几个特点,使闪烁计数器的应用越来越广泛,

尤其适用于γ射线天文观测。

应用于空间探测的闪烁计数器，常采用钠和某些塑料作闪烁材料，它被用来探测能量高于10千电子伏特的硬X射线。显然，在闪烁材料中产生的总光量是高能辐射和粒子所损失的能量的函数，因此，测定光电倍增管的脉冲输出高度，即可推得高能辐射和粒子在闪烁材料中损失的总能量。厚度较小的闪烁计数器，经常被用来测量通过单位长度的闪烁材料时各种辐射或粒子能量的损失量。当把它和辐射或粒子的总能量损失综合分析时，便可确定入射辐射或粒子的类别。类似于G-M计数器和正比计数器，闪烁计数器也有"死时"的缺陷。但却有可能将"死时"值减小到小于其它类型的探测器。所以它非常适合于对强辐射流(或粒子流)的探测。应用于空间探测的闪烁计数器，必须用薄而不透明的胶片进行保护，以使它不受紫外光及可见光的影响。至于宇宙线的干扰，可用脉冲高度分析法把它从待测辐射中剔除出去。对于低能带电粒子的影响，通常采用下列方法消除：采用两种具有不同原子序数，但原子质量却相同的闪烁物质，制成两个闪烁计数器来进行区分。因为，这两个计数器将具有相近的电子响应，而对高能光子的响应却随原子序数的不同而有所不同。

X射线光子在地球大气中具有较强的贯穿能力。因此，闪烁计数器作为探测X射线的有效手段，被广泛应用于高空气球的观测中。图10 10给出一个用闪烁计数器进行硬X射线探测的装置，它是莱顿（Leiden）小组在测量天鹅座 XR-1 的硬X射线谱时所采用的装置。闪烁计数器由钠晶体构成，直径为76毫米，厚度为5毫米。钠晶体和光子倍增器整个儿被放置在一个圆柱状的锡杯内，锡杯厚度为2毫米，对于所考虑能量范围内的X射线背景，它提供了一种有效的防护层。计数器前面的准直器，由两个同轴的厚度为2毫米的圆锥所组成，圆锥的半锥角为18°。杯子和准直器内壁涂有一层厚为0.3毫米的铜箔，以吸收可能产生在锡杯内的非X射线辐射。整个装置的最大有效接收面积为26厘米^2。探测器和准直器的外部用一个塑料闪烁护卫计数器屏蔽，以排除与带

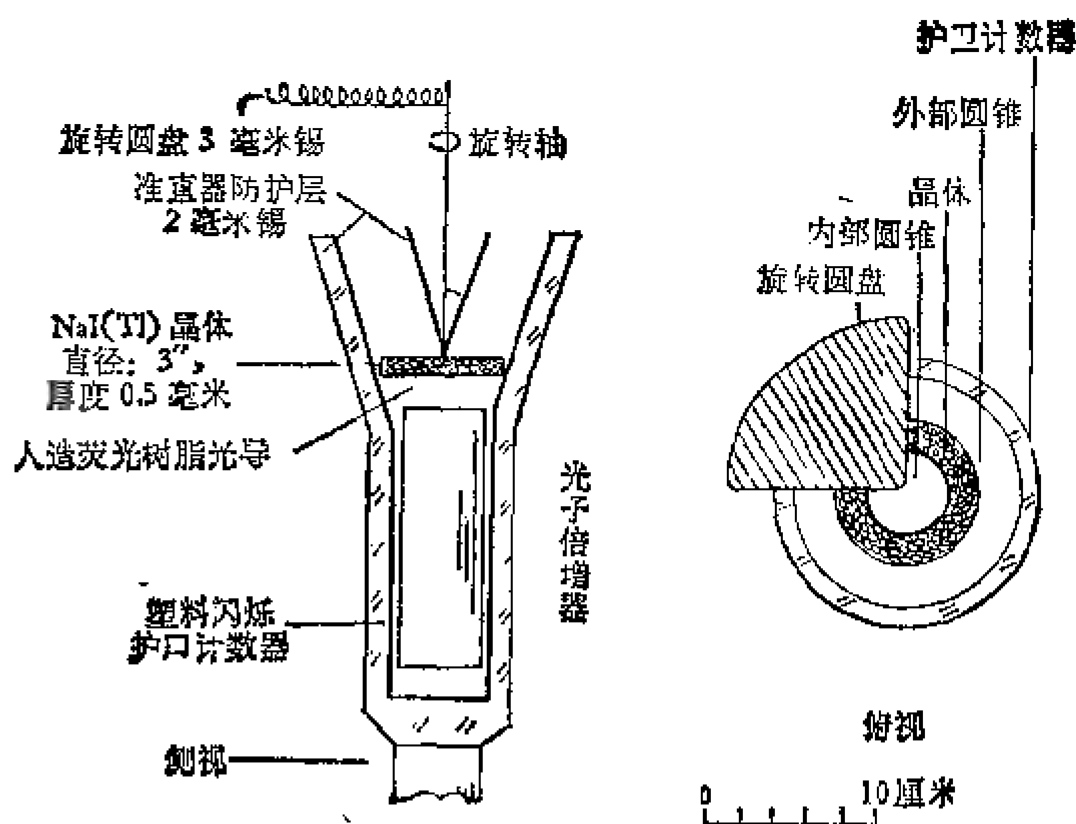


图 10.10 一个应用闪烁计数器进行硬X射线探测的装置.

电粒子有关的任何背景事件. 在圆锥准直器的顶部, 有一个 3 毫米厚的可转圆盘, 它绕锥轴旋转. 用来周期性地遮盖圆锥张角的一部分,转动周期为 100 秒. 观测过程中,圆盘周期性地在视场中遮盖X射线源,起着调制作用. 这种装置具有很高的灵敏度,且信噪比很小,曾经成功地进行了天体X射线辐射的观测.

（五）半导体探测器

半导体探测器的应用历史比闪烁计数器还短, 它是五十年代末才发展起来的. 由于它的能量分辨率高, 且体积小, 成本低,对供电电源的要求又简单, 因此它的应用正在日益扩大. 在空间探测中使用半导体探测器,比其它各类计数器有更多的优越性,除上述优点外,它还比其它计数器容易加固,并更能经受周围空间环境的严酷考验,而且"死时"值很小,尤其适用于高强度辐射区的快速探测. 然而, 必须指出, 由于制造上的困难,至今还不能作大面积的半导体探测器, 这就在一定程度上限制了它在空间天文观测中的应用.

半导体探测器的前身是晶体计数器．晶体计数器的基本结构和工作原理是这样的：利用绝缘晶体作介质，在它的两个相对平行的表面上涂上一层金属作电极，然后加上工作电压．在没有入射辐射或粒子时，由于晶体的绝缘性，在计数器线路中没有电流．当带电粒子或辐射进入晶体后，由于电离作用而使晶体中产生载流子——电子-空穴对．在外电场的作用下，电子和空穴分别向正、负极运动，从而在电极上感应出电荷脉冲，产生输出电信号．所以，晶体计数器十分类似于气体电离室，只是它的介质是固体而不是气体罢了．因此，它又可称为固体电离室．

由于杂质的存在和晶体结构上的缺陷，晶体计数器的介质会产生极化效应．极化效应将使所产生的电信号幅度变小，并可能使同一种晶体之间，以及同一晶体的不同部位上，计数速率变化很大．而这种计数器还需应用低温手段以减少漏电流．因而晶体计数器没有得到很大发展和应用．随着半导体器件的发展，物理学家很自然想到利用半导体 p-n 结器件代替晶体，以克服上述缺点．目前已制成扩散结型，面垒型和锂漂移型等多种半导体探测器．应用最广的主要有两种：一种是由硅单晶制成的金硅面垒型探测器，应用最为广泛；另一种则是用硅、锗单晶做成的锂漂移型探测器，主要用于实验室．随着工业技术的发展，出现了化合物半导体材料，诸如砷化镓，锑化镉，碘化银等，它们的性能更为优良，为半导体探测器的日益发展开辟了更为广阔的前景．

（六）光电探测器

上述探测器大都需要窗口，在无窗口情况下，它们就不能工作．而这些窗口将限制探测 X 射线谱的下限．光电探测器是一种不需要窗口的探测器，因此它能被用来测量较低能量的 X 射线光子．

早已发现，一些强碱的盐对 X 射线光子具有异常高的光电产生率，光电探测器就是利用这一特性制成的．图 10.11 给出了 X 射线天文观测中专用的光电探测器．在球形表面上蒸发覆盖一层氯化钾层作光阴极．入射 X 射线光子导致光阴极发射电子，这些

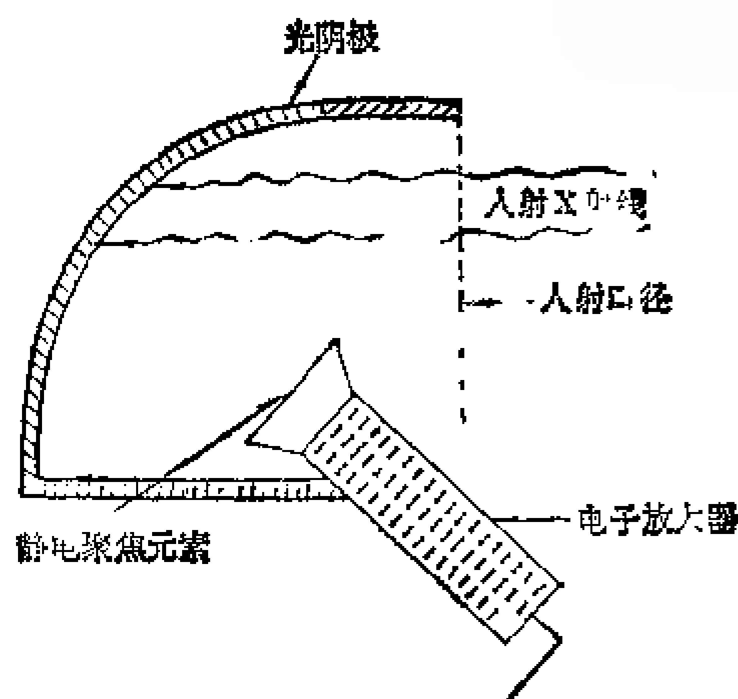


图 10.11　光电探测器.

电子被聚焦在第一次极上,这儿输出的电脉冲正比于电子数目.然后再经过电子系统的放大以进行记录和测量.显然,输出的电信号与入射的X射线光子数目存在着线性关系.图 10 11 上所显示的光电探测器的灵敏面积为 40 厘米^2,测量有效范围对 5 千电子伏特的光子为 8%,对 0.8 千电子伏特的光子为 25%.氯化钾的高响应函数对可见光并不发生反应.但是为了不受紫外辐射的影响,必须采用薄滤光片.可以期望,光电探测器在X射线天文观测中将有广阔前途.

(七) X射线成像转换器

这是另一类光电探测器.

近十年来,X射线天文探测器的主要进展,在于对正比计数器使用背景抑制技术,以提高观测精度.此外,就是利用多通道X射线成像转换器,以提高角分辨率和灵敏度.图 10 12 给出X射线成像转换器的示意图.图左为多通道板倍增器,这是一个微型通道系统,它有一大束几千根平行小玻璃管组成,每根玻璃管内壁涂以对X射线具有高光电产生率的物质,作为光阴极.入射进管中的X射线光子首先在管子前端开始转换,产生光电子;所生光电子

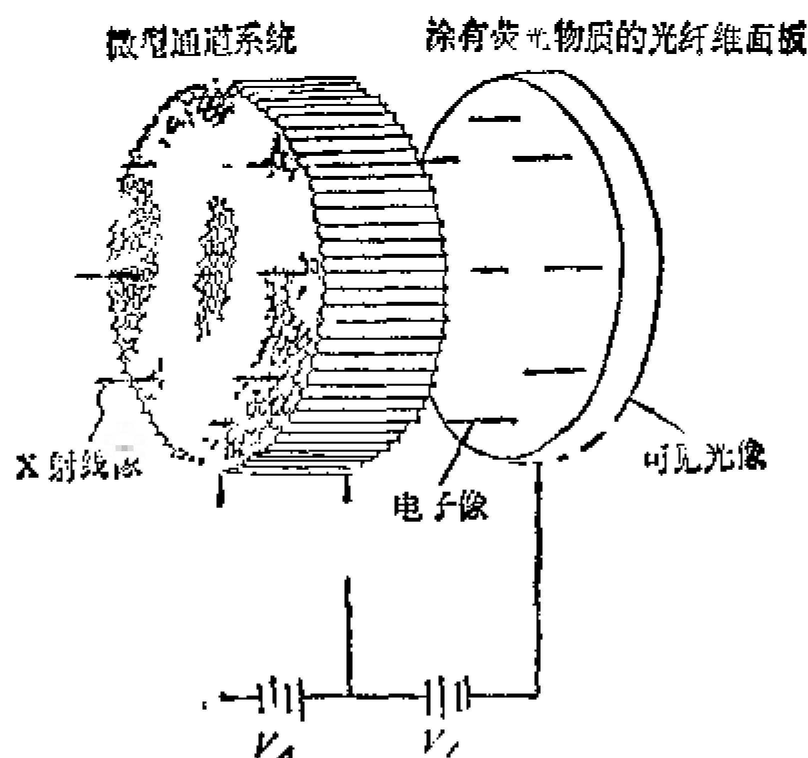


图 10.12　X射线成像转换器.

在电场作用下，顺着管子方向不断得到加速，并反复撞击管壁，产生二次电子发射，从而获得很大增益（10^5 电子/光电子）. 从盘状倍增器中输出的由X射线转换的电子像，最后将到达荧光屏上（如图 10.12 右面），发生荧光现象，从而形成一个与X射线像完全对应的可见光图象. 观测者可用乳胶或电视显像管探测这个可见光像.

通常可将X射线成像转换器与X射线成像望远镜组合使用. 因为，尽管后者可大大提高X射线观测的分辨本领，然而由于照相乳胶记录方法的效率很低，而且需要较长的积累时间，所以实际上观测精度并不高. 如果在X射线望远镜的后面，配上X射线成像转换器，便可克服上述缺点，可同时得到高分辨本领和高精度的观测结果.

四、分光计

X射线分光计可分两类：一类是非色散分光计；另一类是色散分光计.

非色散分光计直接利用探测器进行脉冲高度分析，而获得能谱．这相当于光学观测中的宽波段分光测量，类似于 U，B，V 三色测光或后来发展的多色测光．在X射线波段进行这类测量时，在低能部分利用正比计数器，高能部分利用闪烁计数器．采用不同气体和特殊形状的导线，使之进行各种结合，可改变正比计数器的能量响应．而使用锂漂移硅半导体探测器，则可改进探测器的分光性能，尤其是在能量较高的波段中．但硅(锂)型探测器要求在低漏电流（$<10^{-9}$安培）和低温（125 K）条件下工作．

下面主要介绍色散分光计．色散分光计通常必须与X射线望远镜结合使用．它主要有两种类型：一种是布喇格（Bragg）晶体分光光度计，它使用凹面布喇格晶体；另一种被称作无缝或物端分光光度计，这种装置十分类似于可见光波段分光观测用的物端光栅，它由软X射线透射光栅和X射线成像望远镜构成．

由于X射线的波长量级与某些固体内原子之间的间隔相同，因此物理学家提出用原子排列有序的晶体，作为X射线的三维光栅(空间光栅)．布喇格对晶体的X射线衍射进行了专门的研究[1]，得到了在晶体X射线衍射中，确定产生最强辐射方向的公式——布喇格公式：

$$2t\sin\theta = k\lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \cdots)$$

式中，t 为晶体内相邻原子的间距，θ 为入射X射线的掠射角，λ 为X射线的波长．由此可见，X射线在晶体中的衍射与光栅的衍射不同．它只有在衍射角等于入射角的方向上才产生加强反射，而在其它方向衍射光很弱，实际上等于没有．根据布喇格公式，可制成X射线分光仪——布喇格晶体分光光度计，其基本结构如图 10.13 所示．来自X射线望远镜的辐射进入狭缝 S，射到一个可绕平行于狭缝的轴旋转的凹面布喇格晶体 C 上，经 C 衍射(反射)后，最后投射到一个以 C 的旋转轴为中心的圆弧 P 上，在这里获得X射线谱．这个圆弧被称作罗兰圆，通常罗兰圆的半径为凹面布喇格晶

1）赵凯华、钟锡华编：光学，第 355—359 页，人民教育出版社，1978.

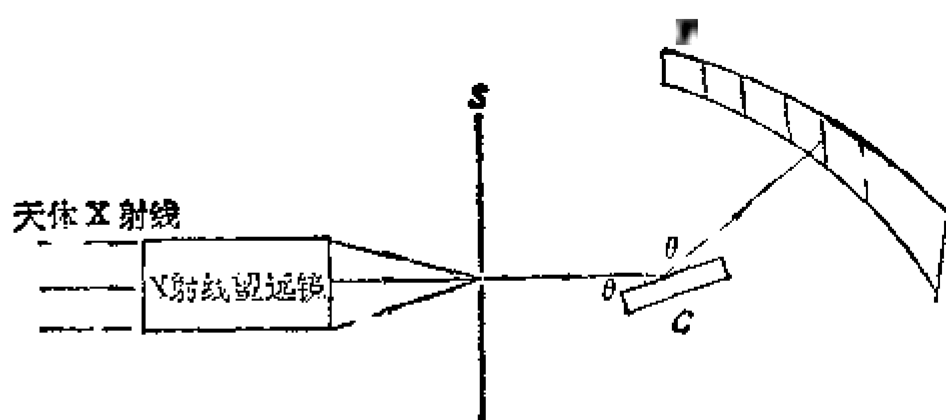


图 10.13 布喇格晶体分光计的原理.

体曲率半径的一半. 若把出射狭缝置于罗兰圆上，则整个装置就成了一个单色性很好的单色仪. 当使晶体绕轴旋转，而出射狭缝亦沿罗兰圆作同步运动时，便可扫描整个X射线能谱. 当然必须在出射狭缝后面放置相应的X射线探测器.

将X射线成像望远镜与布喇格晶体分光计组合，进行X射线源的分光研究，已经广泛地应用于5—3)埃的波长范围内，并被延拓到1.3埃处. 由于这种系统可以使用很小的探测器，因此，与同口径非聚焦系统相比，信噪比有很大改善. 布喇格晶体分光计中，晶体材料的选择由所观测的波长范围决定. 最常用的是晶体间距为13埃的云母和26 4埃的 KAP 晶体. 布喇格晶体分光计在没有望远镜时也能单独使用. 不过，这时晶体的面积就应相当于望远镜物镜的大小，而晶体的面积是无法与望远镜口径相比的，因此它不能获得强光力，不能对微弱的X射线天体进行观测. 而且，由于入射到探测器上的辐射较弱，系统的信噪比也就很差.

无缝或物端分光光度计中，透射光栅被放置在X射线望远镜的后部或前面，它在焦平面上产生衍射像. 入射光束按下列公式色散:

$$\theta = \frac{n\lambda}{d}, \qquad (n = 0,1,2,\cdots)$$

式中，θ 表示波长为 λ 的辐射在光谱上的角位置，d 为光栅刻线的间距. 制造这类分光计的主要困难在于X射线透射光栅的制作. 透射光栅具有栅篱式结构，由一系列很难透射X射线的材料制成平

行条而组成，这些低透射率的窄条被非常透明的材料所隔开．为了能满足观测所需要的色散率，要求光栅常数小于10^{-4}厘米．通常透射光栅由很薄的塑料基片支撑．塑料基片是在一般的刻线光栅复制品上以熔铸方法形成的．这样，基片上便印有光栅刻线的槽沟．低透射率的吸收条是用“挡影”的办法，在真空中蒸发黄金、钨或铂等金属粘附上去的．这样便制成了X射线光栅．可见其工艺过程比一般光学波段应用的光栅要复杂和困难得多．把X射线光栅与X射线望远镜组合起来，进行X射线波段的分光观测，其原理和方法完全同于可见光观测中的无缝摄谱仪和物端光栅．这里便不赘述．

布喇格晶体分光计和光栅分光光度计是两种特性很不相同的分光仪器．它们被分别用于不同的研究工作．布喇格分光计具有很高的分辨本领，但仅对单一波长灵敏，若要测量整条光谱或较宽的光谱区，则必须进行慢速扫描记录．因此，它适用于对谱线轮廓的扫描，或测定谱线的位移．光栅分光光度计是比较粗略的分光仪器，它不适宜做精细的能谱工作，但却可用来同时记录范围较宽的整个光谱区，用以确定X射线能谱的一般特性．

除上述两类分光仪器外，在太阳X射线谱的研究中，还采用了以掠射形式使用的衍射光栅．这种新型分光仪器被称作“沟槽式”分光计．它采用柱形凹面光栅，刻线方向平行于圆柱母线．入射辐射在垂直于光栅刻线的平面中以掠射形式照到光栅上，并在离光栅一定距离处形成光谱．利用它也能对整条光谱进行扫描．

§10.4　γ射线天文观测

γ射线是能量最高的电磁辐射．γ射线天文观测也是对天体进行全波段研究所不可缺少的一个部分．

§10.1中已指出，由于地球大气中的某些物理过程，对天体γ射线辐射的观测必须在更高的空间中进行；考虑到宇宙中γ射线的辐射流量较X射线还低得多，观测时间也将要求更长．因此，观

测 γ 射线的运载工具仅限于人造卫星和高空气球. 此外, γ 射线的低流量还要求使用灵敏度高, 灵敏区面积大的探测器. 这些都表明,实测 γ 射线天文学比X射线天文学更困难.

宇宙 γ 射线的观测技术和方法与X射线(特别是硬X射线)完全类似. 在此,本节不再重复上一节中所介绍的基本观测仪器,仅重点阐述较新的 γ 射线探测仪, 并简略介绍X射线和 γ 射线的地面观测技术.

一、γ 射线的探测

除与紫外辐射,X射线辐射一样,可利用光电效应探测 γ 射线外,对 γ 射线的探测还可利用康普顿效应和电子对效应.

康普顿效应是 γ 射线与原子之间的一种相互作用, 它不象光电效应那样, 把全部能量都交给光电子, 而只是损失一部分能量, 把它给了原子中的电子,使电子脱离原子核的束缚成为自由电子. 这时 γ 射线光子仍然存在, 只不过能量减小, 方向也发生了改变(如图 10.14 所示). 因此, 康普顿效应实际上是 γ 射线光子和电

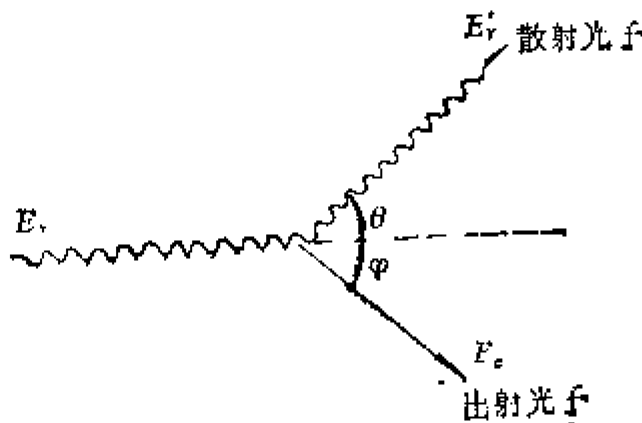


图 10.14 康普顿效应示意图.

子间的非弹性散射. 其实,康普顿效应无论对束缚电子,还是自由电子都能发生, 但仅仅是在 γ 射线能量较大时才比较突出. 通常处理这类问题时,必须假设 γ 光子的能量大于束缚电子的结合能, 而散射后的电子则被考虑为自由电子. 理论和实验都表明, 当 γ 光子能量较低时,各个方向都有散射,且前后对称. 随着 γ 射线光子能量的增长,向前方散射的 γ 光子逐渐增多. 而且,即使 γ 光子

的能量是单一的，但康普顿电子的能量却是各种各样：从零直到某个最大值，形成连续能谱，这种连续谱将给 γ 射线能量的测定带来困难。

当入射 γ 射线光子的能量大于 1.02 百万电子伏特时，它与物质还会发生第三种效应：电子对效应。这是 γ 光子与原子核电磁相互作用的结果（γ 光子与核外电子相互作用，产生电子对效应的几率要比它小得多）。在电子对效应中，γ 光子消失，产生了一个负电子和一个正电子。正负电子的静止能量均为 $m_ec^2 = 0.51$ 百万电子伏特。γ 光子消耗的能量中，1.02 百万电子伏特用于产生正负电子对；其余的能量传给电子对作动能。显然，能量小于 1.02 百万电子伏特的 γ 光子是不可能出现电子对效应的。而且，对一定能量 E_γ 的 γ 射线，尽管由它产生的正负电子的动能之和应该为常数 $E_\gamma - 1.02$ 百万电子伏特，但是对于单个电子，能量并不是平分的，它的动能可以从零到 $E_\gamma - 1.02$ 百万电子伏特。研究表明，γ 射线电子对效应的微分截面与作用原子的原子序数 Z 的平方成正比。而且还与 γ 光子的能量有关：当 γ 光子能量 E_γ 小时，截面随能量线性增长，尔后近于对数增长；当 E_γ 很大时，它趋向于常数。当然，正电子也可能与负电子复合而转变为 γ 光子，这种现象被称作正负电子的湮灭效应，这是电子对效应的逆过程。

康普顿效应和光电效应都是 γ 光子与原子核外电子作用的结果，而电子对效应则是 γ 光子与核电磁作用的结果。这三种效应可能同时存在，并互相竞争。作用范围大致这样：光电效应在低能 γ 光子和高原子序数原子作用的情况下占优势；电子对效应在高能 γ 光子和高原子序数原子作用时占优势；而康普顿效应则在中能 γ 光子，特别是与低原子序数原子作用时占优势。图 10.15 表明了上述作用时三种效应的相对重要性。于是，观测者可根据这些特点，对不同的观测对象选用不同的效应来探测 γ 光子。必须指出，三种效应中只有光电效应和电子对效应所发射的次级电子能量是单一的，可用来间接测定 γ 光子的能量。

应用于 X 射线探测的电离室、G-M 计数器、正比计数器、闪

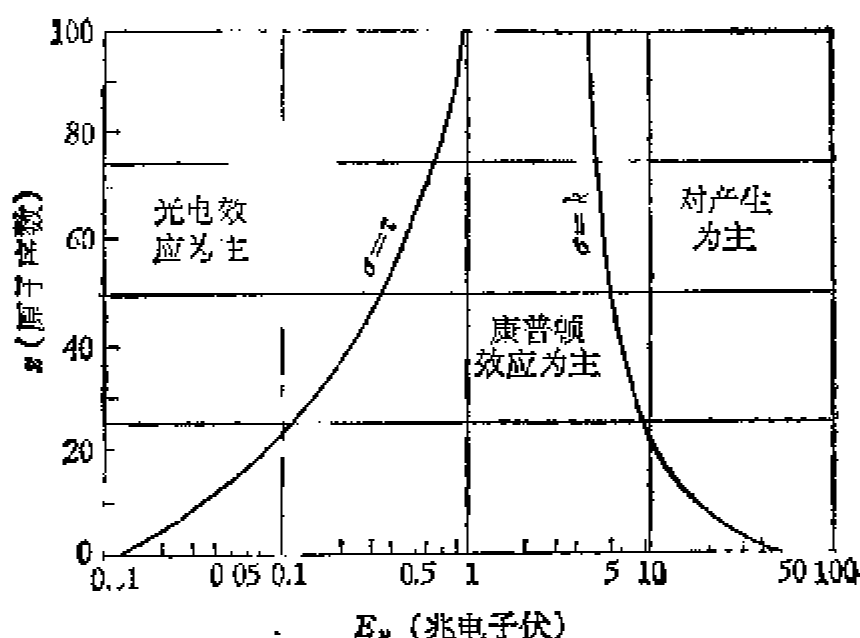


图 10.15　三种效应的作用范围.

烁计数器、半导体探测器和光电探测器等几乎都可用于γ射线的探测，只是在使用时必须考虑γ射线光子的能量比X射线能量高．有时甚至高得多，要根据这一特点，并结合不同观测的具体要求来选择合适的探测器.

近代γ射线探测系统的设计，必须基于下述原则：当γ射线光子的能量小于10百万电子伏特时，对γ射线的吸收以康普顿效应占优势；当γ射线光子的能量超过10百万电子伏特时，以正负电子对的产生为最重要；而对0.2百万电子伏特以下γ光子的探测，则可采用各种光电效应的探测器和闪烁计数器，后者特别适合于低能γ射线的探测．对能量在1到10百万电子伏特范围内的γ射线的探测特别困难，这是由于逆康普顿效应与低微分截面的结合，使得直接测量能量变得非常困难.

尽管在10百万电子伏特以下的能量范围内，γ射线的康普顿效应占显著优势；然而由于在康普顿效应中产生的电子，其能量并非单一，无法用它来测定γ射线光子的能量．通常在这个能区中使用闪烁计数器进行探测．使用时，闪烁计数器的周围必须放置一些起所谓反符合（anti-coincidence）屏蔽作用的探测器，这些探测器的作用是把入射的带电粒子从γ射线光子中鉴别出来．否则

它们也将在探测系统中产生信息，从而混淆 γ 射线的测量结果。探测 γ 射线的中心闪烁计数器，采用具有优良性能的碘化铯晶体作闪烁体。用作反符合屏蔽的塑料闪烁器包围在它的周围。两种探测器的信号都用光增强器进行观测。由于两种探测器具有不同的时间常数：在碘化铯晶体中大约 1 微秒，而塑料闪烁器的时间常数将比它大两个量级。因此可以应用电子学技术鉴别来自两种探测器的不同脉冲，以排除由带电粒子造成的事件。这样为探测系统，在 0.1—1 百万电子伏特的能量范围内都能保持线性。探测系统提供的仅仅是 γ 射线的脉冲高度谱，因此还必须用能量已知的 γ 射线来对碘化铯晶体进行定标，以便最后把脉冲高度转化为能量单位。一般碘化铯晶体的能量分辨率可达 0.05 百万电子伏特。

由于闪烁晶体本身不具有特别的方向性，因此上述探测系统只能测定 γ 射线的能量，而无法确定它们的方向。也不可能应用符合（coincidence）望远镜来确定方向，因为考虑到 γ 射线的高能性质，用这样的装置来探测时，γ 射线的吸收将非常厉害。有一种定向方法是采用所谓“活动”准直的方法，它是利用一块厚度大的反符合屏蔽板作准直器，将它置于探测器之前。移动它们的位置时，便可让不同方向的辐射进入探测器，从而确定辐射的方向。

在能量大于10百万电子伏特的范围中，仅有正负电子对效应用以探测 γ 射线。这时确定 γ 射线的能量和方向的信息唯一只能来自这对正负电子。这是因为这个能量范围中的 γ 射线光子具有极强的贯穿本领，屏蔽十分困难；而且相对于其它电磁辐射和带电粒子，它的辐射流量又特别低。

图 10.16 给出对能量大于 10 百万电子伏特的天体 γ 射线辐射首次进行定量测量的，装置在 OSO-3 上的闪烁-切伦科夫计数器望远镜。这种望远镜由两部分组成：前面部分起 γ 射线转换器和准直器的作用，入射的 γ 射线在多层晶体闪烁器中产生正负电子对；而且入射 γ 射线的方向和立体角也将受它的限制。望远镜的后面部分是人造荧光树脂切伦科夫探测器，从前面部分产生的高能正负电子对，由于其速度超过了人造树脂中的光速，而在这里

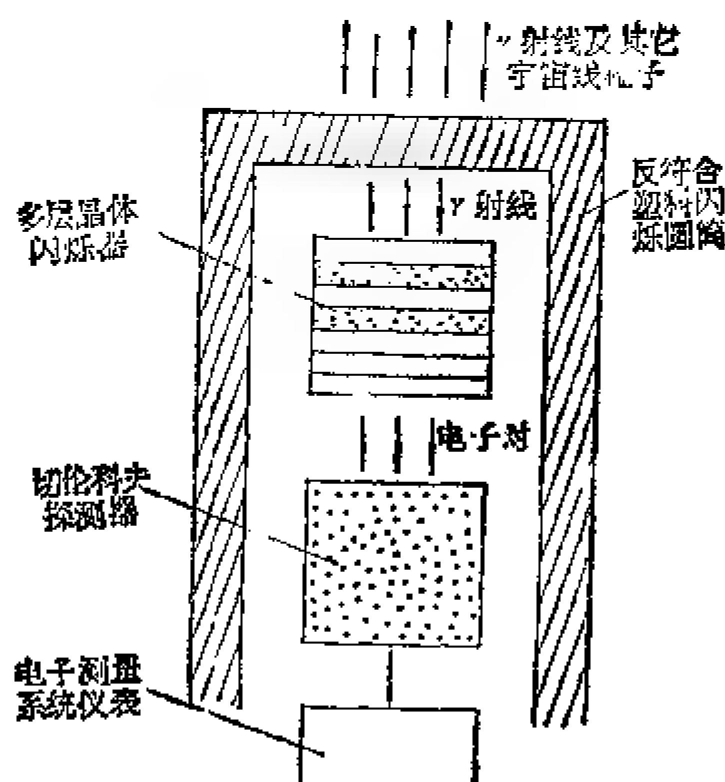


图 10.16　高能γ射线望远镜的结构简图.

激发切伦科夫辐射，测量切伦科夫辐射的强度和方向便可计算入射γ辐射的强度和方向. 上述整个探测器系统被一个圆筒所包围，这个圆筒由反符合塑料闪烁器制成，对可能入射进探测器系统的带电粒子,具有非常有效的屏蔽作用,使γ射线的探测结果不受宇宙线等空间带电粒子的干扰. 这类高能γ射线的探测系统，已被广泛地用于人造卫星上.

对于具有很高带电粒子背景，而γ射线本身的辐射流量又很低的γ光子,上述闪烁-切伦科夫计数器望远镜便不能满足观测的要求. 近代采用复杂的图像型（picture type）探测器，并使它具有较大的探测面积,可用于γ射线点源的探测.天文学家采用火花燃烧室作为这类探测系统的核心,这是因为它的鉴别性能很高.火花燃烧室由一系列中间充有气体的平行平面板组成. 在这些平板间加以高电压,当γ光子或粒子通过时,在沿它们通过并导致电离的途径上,高电压将造成击穿，形成火花,这种火花将给出入射γ光子或其它粒子的轨迹. 通过对这些轨迹的分析，便可测定γ光子的方向和能量. 实际应用中,为了排除干扰,火花燃烧室将被反符合系统包围,后者对非γ辐射起屏蔽作用.

目前流行的有四种不同类型的火花燃烧室：普通的光学火花燃烧室，光导摄像管系统，声音火花燃烧室，电放大数字化火花燃烧室，它们分别用不同的方法记录火花．光学火花燃烧室利用胶卷记录火花，考虑到资料回收问题，显然它只能用于高空气球观测．如用光导摄像管系统代替胶卷记录火花，则可获得火花的电“图像”，信息可贮存在磁带或遥测装置中．声音火花室应用的技术稍有不同，因为以“电”标准来衡量，声速是十分低的，所以可利用微音器记录的火花“爆炸”声音的精确时间，来确定火花的位置．这种由声音火花燃烧室为核心的γ射线望远镜已被成功地应用于高空气球和人造卫星的观测中．电放大数字化火花燃烧室是导线火花燃烧室的变型．后者用平行导线部分或全部代替胶卷，火花将导致附近导线中出现电流，然后记录这些电流，并把它们的值置于磁贮存器中．而电放大数字化火花燃烧室中，平面板被彼此正交的导体代替，在导体上加以高电压，火花将在正交导体上产生电流，并可由放置在导体末端的火花核进行测量．

对几百百万电子伏特以上的更高能量的γ射线的探测，可使用气体切伦科夫计数器或将它与大型火花燃烧室联合使用．这样高能量的γ射线光子所产生的正负电子对，都属相对论性粒子，它们的速度一般都超过了气体中的光速，从而将在气体中激发切伦科夫辐射．由于切伦科夫辐射的方向性，使气体切伦科夫计数器具有较高的定向性，γ射线光子的高能量和切伦科夫辐射的定向性质将使背景相对地降低．同时这种探测器结构简单，成本低廉，有效探测面积大，使它在空间探测中的应用范围很广．考虑到在如此高能量的区域中，γ射线的康普顿效应已大大减小，从而在反符合屏蔽的后面可采用厚度较大的γ射线变换器．

高能γ射线天文学未来的发展，似乎趋向于在卫星上应用更大更新的探测器，这就更加有赖于近代科学技术的发展．

二、X，γ 射线的地面观测

能否利用X射线、γ射线与地球大气间相互作用的效应，在地

面上探测它们。这是一个十分令人感兴趣的问题。因为地面观测与空间观测相比，具有明显的优越性：

1. 可以研究范围较广的光谱区。

2. 便于进行较长时间的观测。

3. 探测系统简单而价廉，装置也方便。

正如大家所熟知的事实：在X射线的激发下，高层大气将在紫外，可见区和红外波段产生荧光现象。这种现象早就被成功地用来探测宇宙中原子的裂变，这种裂变将伴随有X射线的产生。格莱森（Greisen）等大大地发展了大气荧光技术，把它用作探测大宇宙气体簇射的方法。在这里，可在比宇宙X射线到达的高度低得多的位置上，用来观测X射线光子所激发的荧光。特别可以应用这种方法来探测宇宙X射线源。有人曾从理论上预测，利用相对简单的地面探测器，可以探测由超新星爆炸所引起的X射线暴、γ射线暴在地球大气上层所产生的荧光现象。蔡曼（Charman）等人提出，可把这种技术推广到探测脉冲星、X射线变星以及耀星上。

第二种地面探测技术适用于对能量超过10^{11}电子伏特的γ射线的探测。具有这种能量的宇宙γ射线，将在大气中产生大气簇射（extensive air shower，缩写为EAS）。当所造成的簇射在大气中行进时，将产生许多二次粒子（主要是电子），它们具有较大的迟滞范围。由于簇射中部分质点的速度大于空气中的光速，于是它们将在大气中激发切伦科夫辐射。辐射一部分在可见光波段，因此可用相对简单的地面光学探测器进行观测。由于切伦科夫辐射具有较强的方向性，所以原始γ射线光子行进的方向可被准确测定（准确到1°）。另一个优点是在地面上切伦科夫光可延伸很大区域，因此探测器的有效面积要比探测器的物理面积大好几个量级。这种探测技术的缺点在于，由于能量差不多的其它宇宙射线也能产生大气簇射，以至会造成各向同性的切伦科夫光暴的背景源。加布赖思（Galbraith）和杰莱（Jelley）首先探测到来自夜空的切伦科夫辐射，并循此探索宇宙线的“点源”。

利用上述两种方法观测来自宇宙的X射线和γ射线时，对观测环境要求较高,需要许多个无云的夜晚和黑暗的观测地点(观测只能在月亮未升起时进行，而且没有任何地面灯光的干扰),对大气透明度的要求也比较高. 如果能选择在地面高度大的高山上进行观测,则结果会更加理想.

此外,由于X射线能引起地球高层大气电离层性质(主要是D层的电导率)的变化，这就提供了用无线电技术，在射电波段探测宇宙X射线的可能性. 当大气的电离层因吸收宇宙X射线而使它的有效反射高度下降时，通过电离层传播的甚低频无线电波的位相将增加.因此,测量位相的变化量,便可间接探测X射线的强度. 这种方法很有吸引力,因为它非常简单,而且在观测点也不需要添置任何仪器.

能量在10^{14}电子伏特以上的γ射线辐射和宇宙线所引起的大气簇射,在地面上便可探测由它们产生的电子、介子和核子，由此可推测γ射线和宇宙线的强度. 然而，由γ射线引起的原始簇射中,缺少介子和核子. 只有当宇宙线粒子和核相互作用时,才能产生介子. 因此,若大气簇射中没有穿透的介子支量,则观测者可确定这是宇宙γ射线所引起的；而γ射线的方向则可由簇射行进的方向来确定. 这种观测技术需要大面积闪烁计数器阵和大的μ介子探测器. 后者的制造和应用,价值是十分昂贵的.

最后，再一次指出,本章仅对宇宙X射线、γ射线及紫外辐射最基本的观测仪器、方法等作了简要的介绍,给读者以概貌性的了解. 至于对专门从事这方面工作的人员，则还必须阅读更深的专门书籍和有关文献.

参 考 文 献

[1] J G Fanning, Electromagnetic Radiation in Space, 1967
[2] J H Dijkstra et al., The New Techniques in Space Astronomy, Dordrecht Holland, D Reidel Pub Co., 1971.

附录一 光度学的基本概念

一、辐射流量与光通量

(一)辐射流量 (Radiant flux)

设在 Δt 时间内通过任何面积传递的波长 λ 附近 $\Delta\lambda$ 波长范围内的辐射能量为 ΔU_λ，则称

$$F_\lambda = \lim_{\substack{\Delta t\to 0\\ \Delta\lambda\to 0}} \frac{\Delta U_\lambda}{\Delta t\Delta\lambda} = \frac{dU_\lambda}{dt\,d\lambda} \tag{1}$$

为 λ 波长的单色辐射流量，或单色辐射通量。

对于包含各种波长的混合辐射，辐射流量定义为

$$F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda = \frac{dU}{dt}, \tag{2}$$

即为单位时间内通过任何面积传递的辐射能量。它具有功率的单位。

(二) 光通量 (Luminous flux)

根据人眼对某一辐射流量感受到的刺激程度而断定的辐射能功率称为光通量。它等于辐射流量与人眼分光灵敏度函数(光见函数) $V(\lambda)$ 的乘积，即

单色光通量 $\Phi_\lambda = F_\lambda V(\lambda)$, (3)

光通量 $\Phi = \int_0^\infty F_\lambda V(\lambda) d\lambda$. (4)

二、辐射度与面发光度

(一)辐射度 (Radiant Emittance)

辐射体的单位面积向 2π 立体角发出的波长 λ 附近的单位波长范围内的辐射流量称为单色辐射度 r_λ。由定义有

$$r_\lambda = \frac{dF_\lambda}{dS} = \frac{dU_\lambda}{dS\,dt\,d\lambda}, \tag{5}$$

其中 dS 为辐射体的面积。

对所有波长的辐射度为

$$R = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda = \frac{dF}{dS}. \tag{6}$$

(二) 面发光度 (Luminous Emittance)

发光体单位面积所发出的全部光通量称为该发光体的面发光度 R^*，即

$$R^* = \frac{d\Phi}{dS}. \tag{7}$$

三、辐射强度与发光强度

(一) 辐射强度 (Radiant Intensity)

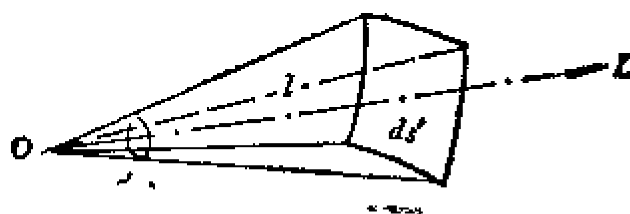


图 1

见图 1，点光源 O 在某一方向 OL 的单位立体角内发出的辐射流量称为该点光源在 OL 方向的辐射强度 I。

$$\text{对单色光，}\quad I_\lambda = \frac{dF_\lambda}{d\omega}. \tag{8}$$

$$\text{对总辐射，}\quad I = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda = \frac{dF}{d\omega}. \tag{9}$$

(二) 发光强度 (Luminous Intensity)

点光源在某方向上通过单位立体角的光通量，称为光源在该方向的发光强度 I^*，即

$$I^* = \frac{d\Phi}{d\omega}. \tag{10}$$

一般说来，辐射强度或发光度是方向的函数，即 $I = I(\theta,\varphi)$。

四、辐照度与光照度

（一）辐照度（Irradiance）

照射到单位面积上的辐射流量称为辐照度.

对单色光，见图 2 辐照度为

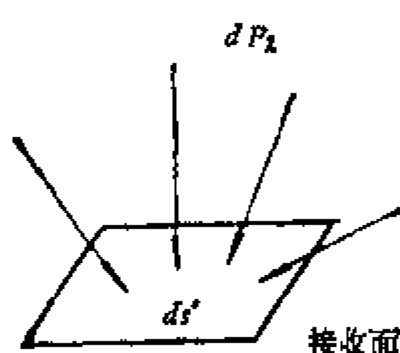


图 2

$$E_\lambda = \frac{dF_\lambda}{dS'}, \tag{11}$$

对总辐射，辐照度为

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda = \frac{dF}{dS'}. \tag{12}$$

（二）光照度（Illuminance）

照射到单位面积上的光通量称为光照度，即

$$E^* = \frac{d\Phi}{dS'}. \tag{13}$$

若点光源发出的光垂直入射于接受面，且空间是透明的，没有消光现象，这时光照度为

$$E_0 = \frac{I d\omega}{dS'} = \frac{I}{dS'} \frac{dS'}{l^2} = \frac{I}{l^2}. \tag{14}$$

若入射角为 i，则

$$E = \frac{I d\omega}{dS'} = \frac{I}{dS'} \cdot \frac{dS' \cos i}{l^2} = E_0 \cos i. \tag{15}$$

式 (11)—(15) 中 dS'，l 等的意义见图 1 和图 2.

五、辐射率与光亮度

（一）辐射率（Radiance）

辐射体表面单位面积法线方向上、在单位时间和单位立体角内发出的辐射流量称为辐射率[1]. 对单色光，辐射率为

1) 许多天体物理的文献中称这一量为比强度（Specific Intensity），有时译作强度或辐射强度. 请注意它不同于点光源辐射强度的定义.

$$B(\lambda,T)=\frac{dF_\lambda}{dS\cos\theta d\omega}=\frac{dU_\lambda}{dS\cos\theta d\omega\, d_t d\lambda}. \tag{16}$$

对总辐射

$$B=\frac{dF}{dS\cos\theta d\omega}, \tag{17}$$

其中 θ 是辐射表面法线与视线的夹角，见图 3.

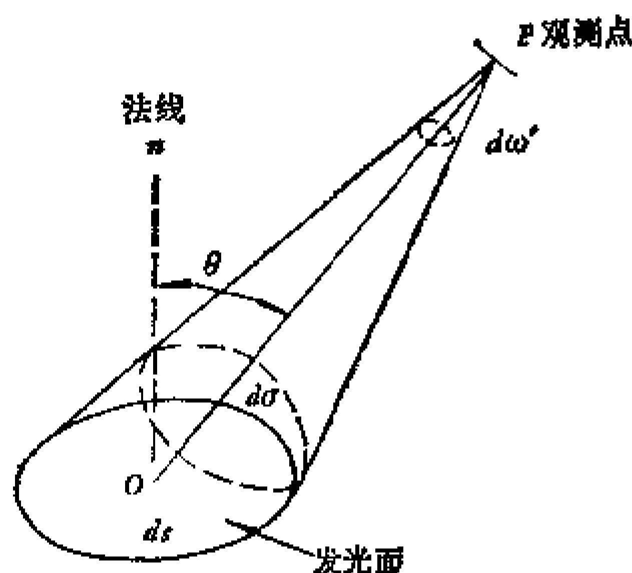


图 3

（二）光亮度（Luminance, Brightness）

单位面积的光源表面在法线方向的单位立体角内发射出的光通量称为该光源的光亮度或明度，

$$B^*=\frac{d\Phi}{dS\cos\theta d\omega},$$

容易求得

$$B=\frac{dI}{dS\cos\theta}=\frac{dE}{d\omega'},$$

其中 dE 是发光面 dS 在位于观测点 P 和 OP 垂直的平面上的照度，$d\omega'$ 是 dS 在 P 点所张的立体角. 所以，亮度又可说是张角等于单位立体角的发光面在垂直于辐射方向的接受面上的照度.

上述各量的单位和量纲如下表:

辐射名称	单　位	光度学名称	光度学实用工程单位	量　纲
辐射流量 F	尔格/秒,瓦	光通量 Φ	流　明	$[ML^2T^{-3}]$
辐射度 R	尔格/秒·厘米²,瓦/米²	面发光度 R^*	流明/米²(勒克司),辐透	$[MT^{-3}]$
辐射强度 I	尔格/秒·球面度,瓦/球面度	发光强度 I^*	坎德拉,国际烛光	$[ML^2T^{-3}]$
辐照度 E	尔格/秒·厘米²,瓦/米²	光照度 E^*	流明/米²,辐透	$[MT^{-3}]$
辐射率(比强度)B	尔格/秒·厘米²·球面度、瓦/米²·球面度	光亮度 B^*(明度)	坎德拉/米²,熙提	$[MT^{-3}]$

坎德拉 (Candela)——1967 年国际规定，面积为 $10^{-5}/6$ 平方米的绝对黑体在铂的熔点温度（约 2042K 或 1769℃）和气压为 101325 牛顿/米²时沿法线方向发出的光的发光强度. 60 坎德拉等于 58.8 国际烛光.

流明 (Lumen)——某一方向发光强度为 1 坎德拉的点光源，它在该方向上单位立体角内传送出的光通量.

辐透 (Phot)——1 流明的光通量均匀地分布在 1 平方厘米的平面上所生的光照度,或称 1 流明/厘米².

1 辐透 $=10^4$ 勒克司.

熙提 (Stilb)——1 平方厘米的面光源，其在法线方向的发光强度若为 1 坎德拉,则称该方向的亮度为 1 熙提.

附录二　常用显影液和定影液配方

一、柯达 D 72 显影液配方

[胶片、相纸通用的贮存液]

温水（50℃）	750 毫升
米吐尔	3 克
无水亚硫酸钠	45 克
对苯二酚	12 克
无水碳酸钠	68 克
溴化钾	2 克
加水至	1000 毫升

[使用说明]

1. 这是一种普通显影液，影像反差、密度及灰雾增长均较快。

2. 显影底片的温度为 20℃。欲得高反差或加快显影速度，可用原液显影 1—2 分钟；欲得正常反差，可按 1:1（原液:水）冲淡，盆中显影 2 分钟，罐中显影 3—4 分钟；欲得低反差，可按 1:2 冲淡。

3. 显影相纸一般用 1:2 冲淡液，显影温度 20℃，显影时间 2 分钟左右。欲增强反差可在 1:2 液内加入 10%溴化钾液 10 毫升，并延长显影时间。

4. 使用定额：1:1 冲淡可显 120 胶片 5 卷或相纸 6 张（指 10×12 英寸相纸，下同）。

5. 保存期限：满装 3 个月，半装 1 个月，盆装24小时。

二、天津光谱感光板显影液配方（契彼索夫显影液）

[胶片，相纸通用]

温水（35°—45℃）	750 毫升
米吐尔	1 克

无水亚硫酸钠	26 克
对苯二酚	5 克
无水碳酸钠	20 克
溴化钾	1 克
加水至	1000 毫升

[使用说明]

1. 此液一般不稀释，可在短时间内使胶片相纸显影达到高反差的效果。

2. 在 20℃时，胶片显影约 4—6 分钟，幻灯片、翻拍片需 4 分钟左右。显影相纸需按 1:1 冲淡并延长显影时间。

三、柯达 DK-50 显影液配方

[底片贮存液]

温水(50℃)	750 毫升
米吐尔	2.5 克
无水亚硫酸钠	30 克
对苯二酚	2.5 克
偏硼酸钠	10 克
溴化钾	0.5 克
加水至	1000 毫升

[使用说明]

1. 偏硼酸钠（$Na_2B_2O_4 \cdot 4H_2O$）的商品名为那素尔克。可用硼砂 17.5 克或无水碳酸钠 5 克代用。

2. 显影温度 20℃，不冲淡，盆中显影 4—6 分钟；罐中显影 1:1 冲淡，显影 8—10 分钟。

3 用于柯达光谱片显影可使反差达到 1—1.2 左右。

4. 使用定额：5卷胶片。

5. 保存期限：密封满瓶 6 个月；密闭半装 2 个月；盆中 24 小时。

6. 每冲洗一卷胶片后加 30 毫升 DK-50R 补充液可恢复原药力。

DK-50R 补充液配方

温水(50℃)	750 毫升
米吐尔	5 克
无水亚硫酸钠	30 克
对苯二酚	10 克
偏硼酸钠	40 克
加水至	1000 毫升

[使用说明]

本补充液用于增大 DK-50 的使用定额。

四、柯达 D-76 显影液配方(微粒显影液)

温水(50℃)	750 毫升
米吐尔	2 克
无水亚硫酸钠	100 克
对苯二酚	5 克
结晶硼砂	2 克
加水至	1000 毫升

[使用说明]

1. 用 D-76 显影底片,可增加影像的层次。

2. 使用原液不冲淡,20℃时,盘中显影 8—12 分钟;罐中显影 10—17 分钟。

3. 如将硼砂量增为 8 克,再加结晶硼酸 8 克,可改进该配方显影效果不稳定的缺点。

4. 使用定额: 5 卷胶片。

5. 保存期限: 满装密封 6 个月;半装 2 个月,盘中 24 小时。

D-76R 补充液配方

温水(50℃)	750 毫升
米吐尔	3 克
无水亚硫酸钠	100 克
对苯二酚	7.5 克
硼砂(四硼酸钠)	20 克

加水至　　1000毫升

[使用说明]

1. 用 D-76 显影液每显影一卷胶片后加 D-76 补充液 30 毫升。用补充液可使 D-76 使用定额加大一倍以上。

2. 直接用 D-76R 显影底片时，可增加底片影像的反差。

五、柯达 D-19 显影液配方(快速硬性显影液)

[显影底片用]

温水(50℃)	750毫升
米吐尔	2.2克
无水亚硫酸钠	96克
对苯二酚	8.8克
无水碳酸钠	48克
溴化钾	5克
加水至	1000毫升

[使用说明]

1. 快速、高反差，底片雾翳极小。

2. 20℃时，罐中显影约5—6分钟，盘中显影4—5分钟。

3. 使用定额：8卷胶片。

4. 保存期限：满装密封6个月，半装密封2个月，盘中24小时。

D-19 补充液配方

温水(50℃)	500毫升
米吐尔	4.4克
无水亚硫酸钠	96克
对苯二酚	17.6克
无水碳酸钠	48克
苛性钠	7.5克
加水至	1000毫升

[使用说明]

D-19 液每显影一卷胶片后，加入此补充液 30 毫升，以保持

原药力，增加 D-19 使用定额。

六、柯达 D-82 显影液

［显影曝光过度不足的底片］

水（常温）	750 毫升
甲醇（木醇）	48 毫升
米吐尔	14 克
无水亚硫酸钠	52.5 克
对苯二酚	14 克
苛性钠	8.8 克
溴化钾	8.8 克
加水至	1000 毫升

［使用说明］

1. 用 100 毫升冷水单独溶解苛性钠后，徐徐倒入前液中。
2. 显影时间：20℃时盘中显影 5 分钟。
3. 使用定额：3 卷胶片。
4. 满装密封 1 周，半装 2 天，盘中 2 小时即失效。

七、常用定影液 F-5 式配方

［适用于卷片，页片及各种感光纸］

温水（52℃）	600 毫升
大苏打（硫代硫酸钠）	240 克
无水亚硫酸钠	15 克
醋酸（28%）	48 毫升
硼酸	7.5 克
钾矾	15 克
加水至	1000 毫升

［使用说明］

1. 将药品照配方上所列次序，一一溶化。
2. 硼酸应采用结晶体，因粉末不易溶化。
3. 配制时应俟大苏打完全溶化后，再缓缓加入其它药品。如发现有乳白色现象时，可将大苏打另液溶化，俟至正常温度时，再

行缓缓地加入。

4. 定影时间 10—20 分钟。

5. 由冰醋酸配制 28% 醋酸时，以冰醋酸 3 份和以清水 8 份即成。

八、快速定影液 F-7 式配方

[一般摄影工作用]

温水(52℃)	600 毫升
大苏打(硫代硫酸钠)	360 克
氯化铵	50 克
无水亚硫酸钠	15 克
醋酸(28%)	48 毫升
硼酸	75 克
钾矾	5 克
加水至	1000 毫升

[使用说明]

1. 由冰醋酸配制 28% 醋酸，以冰醋酸 3 份加清水 8 份即成。

2. 粉末状之硼酸不易溶化，宜采用结晶品。

3. 此定影液之定影能力较之定影液 F-5 式之定影时间为快，其寿命亦较定影液 F-5 式长 50%。

4. 配制时，如发现乳白色现象，可将大苏打另液溶化，俟温度至正常时再行缓缓地加入。

5. 此定影液不适用于微粒软片长时间的定影，特别在温度高于 20℃ 时。

九、常用定影液 F-1 式配方

[适用于各种感光片及感光纸]

甲液：

温水(52℃)	2000 毫升
大苏打(硫代硫酸钠)	480 克

乙液：

温水(52℃)	160 毫升

无水亚硫酸钠	30克
醋酸（28%）	96 毫升
钾矾	30 克

［使用说明］

1. 将药品照配方上所列次序，一一溶化，并分别配合。

2. 由冰醋酸配制 28%醋酸，可以用冰醋酸 3 份加清水 8 份即成。

3. 将甲乙两液分别配好，至温度降低至正常时，再将乙液缓缓地向甲液中加入，并不断搅动。

4. 配制乙液时，应先将亚硫酸钠彻底溶化后，再加入醋酸，此后再加入钾矾．配制时应不断搅动。

5. 定影时间为 10—15 分钟。

十、酸性坚膜定影液

［软片、玻璃底片适用］

温水［约 50℃］	600 毫升
大苏打（硫代硫酸钠）	240 克
亚硫酸钠（干粉）	15克
醋酸（28%净）	48 毫升
硼酸（结晶体）	7.5 克
钾矾	15 克
加水至	1000 毫升

附录三　本波拉德（Bemporad）大气质量表

z	$M(z)$	z	$M(z)$	差	z	$M(z)$	差	z	$M(z)$	差
0°	1.000	22°	1.078		44°	1.389	24	60°.6	2.031	6
1	1.000	23	1.086		45	1.413	25	60.7	2.037	7
2	1.001	24	1.094		46	1.438	26	60.8	2.044	6
3	1.002	25	1.103		47	1.464	28	60.9	2.050	6
4	1.002	26	1.112	10	48	1.492	30	61.0	2.056	6
5	1.004	27	1.122	10	49	1.522	31	61.1	2.062	7
6	1.005	28	1.132	11	50	1.553	33	61.2	2.069	7
7	1.007	29	1.143	11	51	1.586	35	61.3	2.076	7
8	1.010	30	1.154	12	52	1.621	37	61.4	2.083	6
9	1.012	31	1.166	12	53	1.658	40	61.5	2.089	7
10	1.015	32	1.178	13	54	1.698	42	61.6	2.096	6
11	1.018	33	1.191	14	55	1.740	44	61.7	2.102	7
12	1.022	34	1.205	15	56	1.784	47	61.8	2.109	7
13	1.026	35	1.220	15	57	1.831	51	61.9	2.116	7
14	1.030	36	1.235	16	58	1.882	55	62.0	2.123	7
15	1.035	37	1.251	16	59	1.937	58	62.1	2.130	7
16	1.040	38	1.267	18	60	1.995	6	62.2	2.137	7
17	1.046	39	1.285	19	60.1	2.001	6	62.3	2.144	7
18	1.052	40	1.304	20	60.2	2.007	6	62.4	2.151	7
19	1.058	4	1.324	20	60.3	2.013	6	62.5	2.158	7
20	1.064	42	1.344	22	60.4	2.019	6	62.6	2.165	7
21	1.071	43	1.366	23	60.5	2.025	6	62.7	2.172	8

z	M(z)		z	M(z)		z	M(z)		z	M(z)	
62°.8	2.180	7	65°.4	2.392	9	68°.0	2.654	11	70°.6	2.989	15
62.9	2.187	8	65.5	2.401	9	68.1	2.665	12	70.7	3.004	15
63.0	2.195	8	65.6	2.410	9	68.2	2.677	11	70.8	3.019	15
63.1	2.203	8	65.7	2.419	9	68.3	2.688	12	70.9	3.034	15
63.2	2.211	7	65.8	2.428	9	68.4	2.700	12	71.0	3.049	15
63.3	2.218	8	65.9	2.437	10	68.5	2.712	12	71.1	3.064	15
63.4	2.226	8	66.0	2.447	9	68.6	2.724	12	71.2	3.079	16
63.5	2.234	8	66.1	2.456	10	68.7	2.736	12	71.3	3.095	15
63.6	2.242	8	66.2	2.466	10	68.8	2.748	12	71.4	3.110	16
63.7	2.250	8	66.3	2.476	10	68.9	2.760	13	71.5	3.126	16
63.8	2.258	8	66.4	2.486	10	69.0	2.773	12	71.6	3.142	17
63.9	2.266	8	66.5	2.496	10	69.1	2.785	13	71.7	3.159	16
64.0	2.274	8	66.6	2.506	10	69.2	2.798	13	71.8	3.175	17
64.1	2.282	8	66.7	2.516	10	69.3	2.811	13	71.9	3.192	17
64.2	2.290	8	66.8	2.526	10	69.4	2.824	13	72.0	3.209	17
64.3	2.298	8	66.9	2.536	10	69.5	2.837	13	72.1	3.226	17
64.4	2.306	8	67.0	2.546	10	69.6	2.850	13	72.2	3.243	17
64.5	2.314	8	67.1	2.556	11	69.7	2.863	14	72.3	3.260	18
64.6	2.322	8	67.2	2.567	10	69.8	2.877	13	72.4	3.278	18
64.7	2.330	9	67.3	2.577	11	69.9	2.880	14	72.5	3.296	18
64.8	2.339	9	67.4	2.588	11	70.0	2.904	14	72.6	3.314	18
64.9	2.348	9	67.5	2.599	11	70.1	2.918	14	72.7	3.332	18
65.0	2.357	8	67.6	2.610	11	70.2	2.932	14	72.8	3.340	19
65.1	2.365	9	67.7	2.621	11	70.3	2.946	14	72.9	3.369	19
65.2	2.374	9	67.8	2.632	11	70.4	2.960	15	73.0	3.388	19
65.3	2.383	9	67.9	2.643	11	70.5	2.975	14	73.1	3.407	19

续表

z	$M(z)$		z	$M(z)$		z	$M(z)$		z	$M(z)$	
73°.2	3.426	19	75°.8	4.020	27	78°.4	4.870	40	81°.0	6.177	64
73.3	3.445	20	75.9	4.047	28	78.5	4.910	40	81.1	6.241	65
73.4	3.465	20	76.0	4.075	28	78.6	4.950	42	81.2	6.306	67
73.5	3.485	20	76.1	4.103	28	78.7	4.992	42	81.3	6.373	69
73.6	3.505	21	76.2	4.131	28	78.8	5.034	43	81.4	6.442	70
73.7	3.526	20	76.3	4.159	29	78.9	5.077	43	81.5	6.512	71
73.8	3.546	21	76.4	4.188	30	79.0	5.120	44	81.6	6.583	73
73.9	3.567	21	76.5	4.218	30	79.1	5.164	46	81.7	6.656	74
74.0	3.588	22	76.6	4.248	30	79.2	5.210	46	81.8	6.730	76
74.1	3.610	22	76.7	4.278	31	79.3	5.256	47	81.9	6.806	78
74.2	3.632	22	76.8	4.309	31	79.4	5.303	48	82.0	6.884	80
74.3	3.654	22	76.9	4.340	32	79.5	5.351	48	82.1	6.964	81
74.4	3.676	23	77.0	4.372	32	79.6	5.399	49	82.2	7.045	83
74.5	3.699	23	77.1	4.404	32	79.7	5.448	50	82.3	7.128	85
74.6	3.722	23	77.2	4.436	33	79.8	5.498	51	82.4	7.213	87
74.7	3.745	23	77.3	4.469	34	79.9	5.549	51	82.5	7.300	89
74.8	3.768	24	77.4	4.503	34	80.0	5.600	52	82.6	7.389	92
74.9	3.792	24	77.5	4.537	35	80.1	5.652	53	82.7	7.481	93
75.0	3.816	24	77.6	4.572	35	80.2	5.705	55	82.8	7.574	96
75.1	3.840	25	77.7	4.607	36	80.3	5.760	56	82.9	7.670	98
75.2	3.865	25	77.8	4.643	36	80.4	5.816	57	83.0	7.768	101
75.3	3.890	25	77.9	4.679	37	80.5	5.873	59	83.1	7.869	103
75.4	3.915	26	78.0	4.716	37	80.6	5.932	60	83.2	7.972	106
75.5	3.941	26	78.1	4.753	39	80.7	5.992	61	83.3	8.078	108
75.6	3.967	26	78.2	4.792	39	80.8	6.053	61	83.4	8.186	112
75.7	3.993	27	78.3	4.831	39	80.9	6.114	63	83.5	8.298	114

续表

z	M(z)		z	M(z)		z	M(z)		z	M(z)	
83.6°	8.412	117	84°22′	9.399	24	84°48′	10.060	27	85 14	10.814	31
83.7	8.529	121	84 23	9.423	24	84 49	10.087	27	85 15	10.845	31
83.8	8.650	123	84 24	9.447	24	84 50	10.114	28	85 16	10.876	32
83.9	8.773	127	84 25	9.471	24	84 51	10.142	27	85 17	10.908	31
84.0	8.900	22	84 26	9.495	25	84 52	10.169	28	85 18	10.939	32
84°1′	8.922	22	84 27	9.520	24	84 53	10.197	28	85 19	10.971	32
84 2	8.944	22	84 28	9.544	25	84 54	10.225	28	85 20	11.003	32
84 3	8.966	22	84 29	9.569	24	84 55	10.253	28	85 21	11.035	33
84 4	8.988	22	84 30	9.593	25	84 56	10.281	29	85 22	11.068	32
84 5	9.010	22	84 31	9.618	25	84 57	10.310	28	85 23	11.100	33
84 6	9.032	22	84 32	9.643	25	84 58	10.338	29	85 24	11.133	33
84 7	9.054	22	84 33	9.668	26	84 59	10.367	28	85 25	11.166	33
84 8	9.076	22	84 34	9.694	25	85 0	10.395	29	85 26	11.199	33
84 9	9.098	23	84 35	9.719	25	85 1	10.424	29	85 27	11.232	34
84 10	9.121	23	84 36	9.744	26	85 2	10.453	30	85 28	11.266	33
84 11	9.143	23	84 37	9.770	26	85 3	10.483	29	85 29	11.299	34
84 12	9.166	23	84 38	9.796	26	85 4	10.512	30	85 30	11.333	34
84 13	9.189	23	84 39	9.822	26	85 5	10.542	29	85 31	11.367	34
84 14	9.212	23	84 40	9.848	26	85 6	10.571	30	85 32	11.401	34
84 15	9.235	23	84 41	9.874	26	85 7	10.601	30	85 33	11.435	35
84 16	9.258	23	84 42	9.900	26	85 8	10.631	30	85 34	11.470	35
84 17	9.281	23	84 43	9.926	27	85 9	10.661	30	85 35	11.505	35
84 18	9.304	24	84 44	9.953	26	85 10	10.691	31	85 36	11.540	35
84 19	9.328	23	84 45	9.979	27	85 11	10.722	30	85 37	11.575	35
84 20	9.351	24	84 46	10.006	27	85 12	10.752	31	85 38	11.610	35
84 21	9.375	24	84 47	10.033	27	85 13	10.783	31	85 39	11.645	36

续表

z	M(z)	Δ	z	M(z)	Δ	z	M(z)	Δ	z	M(z)	Δ
85°40′	11.681	36	86°6′	12.685	42	86°32′	13.860	49	86°58′	15.248	58
85 41	11.717	36	86 7	12.727	42	86 33	13.909	50	86 59	15.306	59
85 42	11.753	37	86 8	12.769	42	86 34	13.959	50	87 0	15.365	59
85 43	11.790	36	86 9	12.811	43	86 35	14.009	50	87 1	15.424	59
85 44	11.826	37	68 10	12.854	43	86 36	14.059	50	87 2	15.483	60
85 45	11.863	37	86 11	12.897	43	86 37	14.109	51	87 3	15.543	60
85 46	11.900	37	86 12	12.940	43	86 38	14.160	51	87 4	15.603	61
85 47	11.937	37	86 13	12.983	44	86 39	14.211	51	87 5	15.664	61
85 48	11.974	38	86 14	13.027	44	86 40	14.262	52	87 6	15.725	62
85 49	12.012	38	86 15	13.071	44	86 41	14.314	52	87 7	15.787	62
85 50	12.050	38	86 16	13.115	45	86 42	14.366	53	87 8	15.849	63
85 51	12.088	38	86 17	13.160	44	86 43	14.419	52	87 9	15.912	63
85 52	12.126	38	86 18	13.204	45	86 44	14.471	53	87 10	15.975	63
85 53	12.164	38	86 19	13.249	45	86 45	14.524	54	87 11	16.038	64
85 54	12.202	39	86 20	13.294	46	86 46	14.578	54	87 12	16.102	64
85 55	12.241	39	86 21	13.340	46	86 47	14.632	54	87 13	16.166	65
85 56	12.280	40	86 22	13.386	46	86 48	14.686	54	87 14	16.231	65
85 57	12.320	39	86 23	13.432	46	86 49	14.740	55	87 15	16.296	66
85 58	12.359	40	86 24	13.478	47	86 50	14.795	55	87 16	16.362	66
85 59	12.399	40	86 25	13.525	47	86 51	14.850	56	87 17	16.428	66
86 0	12.439	41	86 26	13.572	47	86 52	14.906	56	87 18	16.494	67
86 1	12.480	40	86 27	13.619	48	86 53	14.962	56	87 19	16.561	68
86 2	12.520	41	86 28	13.667	48	86 54	15.018	57	87 20	16.629	68
[illegible] 3	12.561	41	86 29	13.715	48	86 55	15.075	57	87 21	16.697	68
86 4	12.602	41	86 30	13.763	49	86 56	15.132	58	87 22	16.765	69
86 5	12.643	42	63 31	13.812	48	86 57	15.190	58	87 23	16.834	69

z	$M(z)$		z	$M(z)$		z	$M(z)$		z	$M(z)$	
87°24′	16.903	70	87°49′	18.820	85	88°13′	21.045	102	88°37′	23.758	126
87 25	16.973	71	87 50	18.905	85	88 14	21.147	103	88 38	23.884	127
87 26	17.044	71	87 51	18.990	86	88 15	21.250	105	88 39	24.011	128
87 27	17.115	72	87 52	19.076	86	88 16	21.355	105	88 40	24.139	129
87 28	17.187	72	87 53	19.162	87	88 17	21.460	106	88 41	24.268	130
87 29	17.259	72	87 54	19.249	88	88 18	21.566	106	88 42	24.398	131
87 30	17.331	73	87 55	19.337	89	88 19	21.672	107	88 43	24.529	133
87 31	17.404	74	87 56	19.426	89	88 20	21.779	109	88 44	24.662	134
87 32	17.478	74	87 57	19.515	90	88 21	21.888	109	88 45	24.796	137
87 33	17.552	75	87 58	19.605	91	88 22	21.997	111	88 46	24.931	137
87 34	17.627	75	87 59	19.696	91	88 23	22.108	111	88 47	25.068	137
87 35	17.702	76	88 0	19.787	92	88 24	22.219	112	88 48	25.205	138
87 36	17.778	77	88 1	19.879	92	88 25	22.331	114	88 49	25.343	140
87 37	17.855	77	88 2	19.971	94	88 26	22.445	114	88 50	25.483	142
87 38	17.932	78	88 3	20.065	95	88 27	22.559	115	88 51	25.625	142
87 39	18.010	78	88 4	20.160	95	88 28	22.674	116	88 52	25.767	144
87 40	18.088	79	88 5	20.255	96	88 29	22.790	118	88 53	25.911	146
87 41	18.167	80	88 6	20.351	97	88 30	22.908	118	88 54	26.057	146
87 42	18.247	80	88 7	20.448	97	88 31	23.026	120	88 55	26.203	148
87 43	18.327	81	88 8	20.545	98	88 32	23.146	120	88 56	26.351	150
87 44	18.408	81	88 9	20.643	99	88 33	23.266	121	88 57	26.501	151
87 45	18.489	82	88 10	20.742	100	88 34	23.387	123	88 58	26.652	153
87 46	18.571	82	88 11	20.842	101	88 35	23.510	123	88 59	26.805	154
87 47	18.653	83	88 12	20.943	102	88 36	23.633	125	89 0	26.959	
87 48	18.736	84									

附录四 星 等 表

一、星等表简介

天体测光的基本任务就是以最大的精确度测量尽可能多、尽可能微弱的星的星等，将它们编成星表。到现在为止，已发表了不少星表，现择其主要的作简单介绍如下：

I. 目视星等表

现存最早的目视星等表是托勒玫的星表，包括1022个星的位置和星等，历元是公元前138年，其中引用了喜帕恰斯的星等。和现代的星等表比较，它的平均误差为$\pm 0^m.47$。十六世纪第谷；十七世纪赫维留和伽利略也都进行了直接的目视测定星等的工作。十八世纪威廉·赫歇耳和佛莱斯提德(Flamsteed)编成了第一个用望远镜观测的目视星等表，包括2900个恒星。他们首先使星等的意义明确化，并将古代的六级星等标准推广到肉眼看不见的恒星。直接用目视测定的、包含星数最多的星等表是波恩天文台阿格兰德(F. W. Argeland)和史恩堡(Schonberg)等在1862年发表的，称为“波恩星表”(Bonn Durchmusterung，简称BD)，包括由赤纬$-2°$—$90°$所有星等不大于$9^m.5$的星的位置和星等，位置以1855.0为历元，共有324000个星。后来史恩堡又把它扩充到赤纬$-23°$，加上了133000个星，每个星测定了几次，由于观测经验比较丰富，这个星表的标度一般比较均匀，但精度较低，平均误差为$\pm 0^m.34$，而且对于$9^m.5$星，系统误差达到1^m。但是现代根据精确的光度测量编出的星等表还没有一个包括了直到$9^m.5$的这样多的恒星，所以BD星表直到现在还常常被采用。这个星表后来被阿根廷柯多瓦(Cordoba)天文台扩展到南天极，总共包括580000多个星。(星

表称为 Bonner und Cordoba Durchmusterung)

十九世纪末波茨坦天文台缪勒(G. Muller)和克姆夫(Kempf)化了十九年的功夫用目视光度计测量 BD 表内一部分星的星等。取 144 个 6 等星的平均星等等于 BD 星表中的星等平均值，作为零点。1907 年出版了包括所有北天球直到 $7^m.5$ 的 14000 多个恒星的星等表，简称 PD (Potsdamer visuelle Durchmusterung)。其中一个星等值的平均误差为 $\pm 0^m.04$，1916 年俄基爱拉 (Ogyalla) 在这表中加上了从赤纬 0°——10° 的 2122 个星 (星等到 $7^m.5$)。1927 年出版了从北天极到+80°，星等到 $9^m.5$ 的 5000 个星的星等表，简称 PPD PD 系统没有包括大部分南天球的星。

另一个大规模的利用目视光度计的光度测量工作，是 1879—1913 年由皮克林所领导，在哈佛天文台进行的。用子午光度计工作，并取小熊座 α 和小熊座 λ 为定零点的标准。1884 年发表了名为 Revised Harvard Photometry(简称 RHP) 的星等表。此后又陆续发表了许多补充的表，共包括南北天球所有到 $7^m.5$ 的星，还有的弱到 9^m，总星数在 90000 个以上。虽然它的精度低于波茨坦系统的精度(平均误差 $\pm 0^m.1$)，但对 $6^m.5$ 以上的星精度要高些)，仍然是最为通用的星表，直到北极星序(见下面)被采用的时候为止，哈佛的光度系统都被当作国际标准。有些天文台编制年历和处理变星观测都利用它。

II. 照相星等表

1895—1900 年在好望角天文台用焦点照像法，由估计星像直径测定了南半球直到 $10^m.5$ 的 45000 个恒星的星等。所编星表称为 Cape Photographic Durchmusterung，简称 CPD，精度不高。

皮克林 (E. C. Pickering) 奠定了现代照相测光的基础。他首先明确了照相星等系统应和目视星等系统不同，并发表了北极区、赤道区和昴星团的一些恒星的星等表。

比较著名的照相星等表是 1910—1912 年史瓦西发表的，称为"哥丁根照相星表" (Göttinger Aktinometrie)，简称GA。它包括

从赤道到赤纬 +20° 区域内直到 $7^{m}.5$ 的共 3500 多个恒星的星等。这是用移盒照相法测量的。第二个是 1912 年发表的"叶凯士照相星表"(Yerkes Actinometry)，简称 YA。这是用焦外照相法测定的，包括从北天极到赤纬 +73° 的直到 $7^{m}.5$ 的星的照相星等和仿视星等。从这星表开始照相星等的零点便这样规定，使得从$5^{m}.5$—$6^{m}.5$ 的 A0 星的平均照相星等和哈佛的目视星等平均值相同。1930 年该星表被扩充到包括至+60° 的区域。第三个是 1915 年别略夫斯基 (С. И. Белявский) 发表的包括从北天极到赤纬 +75° 的 2700 个 BD 星的星等表。1932 年又完成了由赤纬+40° 到赤纬+45° 的 9300 个星的星等表测定工作。这些星表中，哥丁根照相星表的精度最高。

此外还有许多照相星等表，可见于下面列举的表中，这里不一一介绍了。

III. 星等标准

1. 北极星序

实际的测光工作要求建立一系列光度测量标准，即要求在一些均匀地分布于天空的面积不大的区域，对其中的一系列恒星作特别精密的光度测量，这些星可作为其它光度测量的标准星。1906 年有人建议用北天极周围的一些星为标准，称为北极星序(North Polar Sequence，简称 NPS)。最初的星等是在哈佛天文台测定的，后来曾被多次校验和改善。席尔斯 (Seares) 根据各天文台的测量定出了最后结果。北极星序包括 96 个星：从1号到 46 号是最初提出来的，后来加上了 12 个红星，记为 1*r*，2*r*···12*r*，最后席尔斯又加上了 38 个星，记为 1*s*，2*s*···38*s*。都在北天极周围 5° 的区域内，照相星等由 $2^{m}.54$—$20^{m}.1$。1922 年国际天文学会第一次会议决定用它作为国际照相星等的标准。同时也规定了用威尔逊山天文台所测定的 78 个 NPS 星的仿视星等为国际仿视星等的标准，它们的星等从 2^{m}—$17^{m}.5$。此后，目视星等也以它作为零点的标准。

2. 星等副标准

NPS 只限于天空的一个很小部分，在地球南半球的观测者完全看不到它，对于在热带北部的观测者，NPS 所包含的星的地平纬度太低，也不便观测. 测定工作中，要求标准星和被测量的恒星天顶距最好相近，所以在 NPS 以外还需要有一些副标准，目前常用下列四种副标准：

(1) 哈佛标准区 (Harvard Standard Regions, 简称 HSR)，共 48 区，各区的面积为 4—10 平方度. 在从北极到 $+75°$ 赤纬圈上有 3 区，对应的赤经是 4^h, 12^h, 20^h，称为 $A1$, $A2$, $A3$；在 $+75°$—$+45°$ 的赤纬圈间有 9 区，称为 $B1, B2, \cdots B9$；在 $+45°$—$+15°$ 和 $+15°$—$-15°$ 之间各有 12 区，符号是 $C1, \cdots, C12$ 和 $D1, \cdots, D12$；在南半天球其它区域的分布和北半球类似. 照相星等的范围由 6^m—7^m 之间到 15^m—17^m 之间，有些区域到 19^m. 照相星等的平均误差在 $\pm 0^m.08$ 左右. 对于比 13^m—14^m 亮的星也定出了仿视星等和色指数. 但 HSR 不同 1922 年通过的 NPS 国际星等标准一致，而是属于 1922 年以前的旧的 NPS 系统，应用时必须注意.

(2) 照相星表的标准星等，也是哈佛天文台测定的. 每个区域面积 2—3 平方度，包含 20 个左右由 8^m—15^m 的星等已知的星. 这个副标准专为编制照相星表之用，精度不高，平均误差为 $\pm 0^m.12$，属于旧的 NPS 系统.

(3) 卡普坦选区 (Selected Areas, 简称 SA). 这本来是为测定恒星自行而划分的，共有 206 区，均匀分布于整个天球. 在南北天极各一个，$\pm 75°$ 各 6 个，$\pm 60°$ 和 $\pm 45°$ 各 12 个，$\pm 30°$、$\pm 15°$ 和 $0°$ 各 24 个. 这些区，从北极天区开始，以号数表示. 现在也测定了这些区域内一些恒星的照相星等和仿视星等. 例如哈佛天文台和格罗宁根 (Groningen) 天文台合制的 HGD 星等表，包含所有 SA 中的 250000 个星的照相和仿视星等，但精度不高，且系统同现在的不同. 现在常用的是威尔逊山天文台的测量结果，简称 MWSA，包含在 1—139 选区直到 18^m 的星的星等，属于国际系

统，平均误差为±0^{m}08.

(4) 昴星团. 在这星团里有许多亮星，这是它的优点. 许多人都测定了这星团里的星的目视星等、照相星等和仿视星等. 其中普尔柯沃天文台季霍夫（T. A. Тихов）的测定以准确著称. 宾尼代克根据所有的资料编成了星等表，对亮星的平均误差为±0^{m}02，对微弱的星为±0^{m}05.

NPS 内的一些星的红星等也用照相方法测定. 哈佛天文台在1935年发表的星等系统称为 HPR 系统. 1946年华纳和斯威西（Warner and Swasey）天文台发表的系统称为 WS 系统，包括6^{m}25—15^{m}35 的51个NPS 星和17个近北天极的恒星的红星等，平均可几误差从 0^{m}03—0^{m}07（对亮度不同的星误差不同).

IV. 光电星等表

1938年斯代平和惠特福首先发表了30个直到 11^{m}6 的 NPS 星的光电星等和色指数，系统和国际照相星等相近. 1939年哈森斯坦发表了102个赤纬从 +90°—+75° 的 6^{m}7 星的光电星等，平均误差为±0^{m}021. 最常用的约翰逊和摩根的 UBV 三色系统，它最早包括290个亮星及一些疏散星团（昴星团，M36，NGC 2362）星的大气外黄色星等V和色指数 $B—V$，$U—B$. 所有恒星的可几误差对V为±0^{m}017，$B-V$ 为±0^{m}009，$U—B$ 为±0^{m}017.

1968年，布兰柯（Blanco, V. M）等收集了1967年以前发表的非变星光电测光的结果，编制了一个光电星等表，称为华盛顿光电星等表（Washington Photoelectric Catalogue，简称 WPC），它包括20705个恒星的 UBV 系统的星等、色指数以及坐标和光谱型. 1974年，奥克森宾（Ochsenbein, F.）对此光电星等表作了订正，他把一些早期的目视星等表中的视星等和一些光电星等表中的 UBV 星等作了比较，求出它们之间的关系，编制了一个恒星证认表（Catalogue of Stellar Idendification，简称 CSI），包括36万颗亮于11^{m}的恒星，其数据以磁带的形式存于法国斯特拉斯堡（Stras-

bourg）天文台恒星数据中心（Stellar Data Centre，简称 CDS）。

1976 年，默姆里奥德（Mermilliod, J. C）又收集了 1974 年底以前发表的所有 200 个疏散星团中一些恒星的 UBV 数据，共包括 10816 个恒星，这些数据，也存在恒星数据中心的磁带上。

下面分别列表介绍一些星等表。

二、亮星的星等

作　　者	极限星等	δ
		a) 照　相
Brill, A.	5m	≈>0°
Collmann, W.	3.1	≈>0
Hertzsprung, E.	5.5	≈>0
King, E. S.	3.7	<0
	5.5	>−70
Oosterhoff, P. Th.	5.5	
Thüring, E.	4.0	
de Vaucouleurs, G.	4.5	>0
		b) 目视星等（m_v）和
King, E. S.	3^m8	−30°…+90°
RHP	6.5	−90°…+90°
Zinner, E.	5.5	−90°…+90°
		c) 红星等和
Becker, W.	5^m9	>0°
Collmann, W.	3	>+10
Ferwerda, J. G.	6.4	>−18
Hall, J. S.	5.5	>−20
Hetzler, Ch.	4.5	>0
King, E. S., R. L. Ingalls	3.0	≈>0

表 ($m_{pg}<7^m0$)

有效波长 λ_{eff} (埃)	星数	文献
星等		
蓝	162	Veröffentl. Berlin-Babelsberg 11/2 (1936)
黄		
3800	37	ZfA 9 (1935) 185
4550		
4220	658	BAN 1 (1923) 201; Welle in Rektaszension, siehe H. Schneller: AN 249 (1933) 243
4340	79	Ann. Harvard 76/5 (1915)
4340	229	Ann. Harvard 76/6 (1915)
4340	705	BAN 10 (1944) 45; 10 (1947) 305
4430	245	AN 269 (1939) 289
4160	76	Ann. Astrophys. 10 (1947)107; Skala nach F. S. King
仿视星等 m_{pv}		
m_{pv}	123	Ann. Harvard 85/3 (1923); 83,10 (1928)
m_p	9110	Revised Harvard Photometry; Ann. Harvard 50 (1908); [e] S. 276
m_v	2373	Veröffentl. Bamberg 2 (1926);Helligkeitsverzeichnis nach PDv und RHP und allen früheren Katalogen
红外星等		
7100	190	ZfA 9 (1935) 79
7200	37	ZfA 9 (1935) 185
6280	160	BAN 9 (1940) 149; helle Parallaxensterne
8300	282	ApJ 84 (1936) 369; 88 (1938) 319
8500	27	ApJ 83 (1936) 372
	37	Ann. Harvard 85/11 (1930)

三、亮星的 UBV 系统

极限星等	天　　区	数　　据
$2^m.02$	$-90 < \delta < +90°$	V, B, B-V; MK
5.0		V_E, B-V, U-B; MK, v_r, μ, $\langle\pi\rangle$
5.0		V_E, B-V, U-B; Sp, v_r, μ, $\langle\pi\rangle$
6.4		V, B-V, U-B; MK
6.5		$V(\Delta V \leqslant \pm 0^m.003)$, B-V $(\Delta(B\text{-}V) \leqslant +0^m.003)$
6.5	$\delta > -30°$	B-V, U-B; $H\beta$; A_V, $(U$-$B)_0$, E_{U-B}
6.5	$+10° \leqslant \delta \leqslant +40°$	B-V, U-B; MK, m_v
6.6	$\delta < 0°$	V, B-V, U-B; MK, M, E_{B-V}
6.8	$\delta < 0°$	V, B-V, C_n; MK
6.8	$\delta > -36°$	V, B-V, U-B
7.0	$\delta < +30°$	V, B-V, U-B; MK
7.0		V, B-V; MK
7.0	$+10° \leqslant \delta \leqslant +40°$	B-V, U-B; MK, m_v
7.0	$-10° \leqslant \delta \leqslant +10°$	V, B-V, U-B; Sp
7.0	$-10° \leqslant \delta \leqslant -30°$	V, B-V, U-B; Sp
7.3	$\delta > -13°$	B-V, U-B; MK; C_g^b, C_{viol}^b, D_B

光电星等和色指数表

星数(类型)	文　　献
50	Johnson, H. L.: Sky Telescope 16 (1957) 470
111 (A)	Eggen, O. J.: MN 120(196.) 448
113 (M III)	
18(光度型I)	Kraft, R. P., and W. A. Hiltner: ApJ 134 (1961) 850
8	Trans. IAU 11 B (1962) 282 Ten-year-standard- Sterne zur Kontrolle der Sonnenstrahlung aut Veränderlichkeit
501 (B8, B9)	Crawford, D. L.: ApJ 137 (1963) 530
227 (B8…A 2, Am)	Osawa, K., and Sh. Hata. Ann. Tokyo (2. Serie) 6 (1960) 148 Fortsetzung nächste Seite
34(光度型 I)	Westerlund, B.: PASP 71 (1959) 156
71	Arp, H.C.: AJ63 (1958) 118 C_a: Instrumentelles System (Filter Corning 9863 <2mm> + Refraktor)
103(多数 F)	Naur, P.: ApJ 122 (1955) 182
224	Hogg, A. R.: Mt. Stromlo Mimeogr. Nr. 2 (1958)
81	Bourgue, R.:Publ. Haute Provence 4/52 (1959)
123 (B8…A2, Ap)	Osawa, K., and Sh. Hata: Ann. Tokyo (2. Serie) 7 (1962) 209
150	Cousins, A. W. J.: Monthly Notes Astron. Soc. S. Africa 21 (1962) 20
48 (M III)	Westerlund, B.. Ark. Astron. 3 (1961) 21
125 (O…A2)	Belyakina, T. S., und P. F. Chugainow: Mitt. Krim 22 (1960) 527 C_g^b = blau-gelb, C_{vio}^b = blau-violett } Krim-System

四、不同天区恒星的星等表

天区 $\delta[°]$, $\alpha[^h]$	极限星等	名称	数据	星数	文献
a) 照相星等 m_{pg}					
0°…20°	$7^m.5$	GA	m_{pg}	3 522	Göttinger Aktinometrie Teil A. Schwarzschild, K.: Abhandl. Ges. Wiss. Göttingen, Math. -Physik. Kl., Neue Folge 6/6 (1910) = Astron. Mitt. Göttingen Nr. 14 (1910)
0…20	7.5	Hpp	m_{pg}	2 338	Harvard Photographic Photometry Payne, C. H., H. Shapley: Harvard Mimeogr. Serie I/2 (1935); I/3 (1937)
15…25	8.25	Hpp	m_{pg}	3 894	
27°.5 0ʰ…24ʰ	9.0		m_{pg}, Sp, θ,	1 041	Heard, J. F.: Publ. David Dunlap Obs. 2 (1956) 107; Sp Später als G0
40…45	10.5	S	m_{pg}	8 986	Beljawsky, S.: Publ. Pulkovo Serie 2, 40 (1932); [f] S. 470
10…20 30…50	12.5	YZC	m_{pg}, Sp	55 700	Yale Zone Catalogue Schilt, J., S. J. Hill: Contrib. Rutherfurd Nr. 32 (1952)
50…55	12.5	YZC	m_{pg}, Sp	7 280	Schilt, J., S. J. Hill: Contrib. Rutherfurd Nr. 31 (1938)
55…60	12.5	YZC	m_{pg}, Sp	6 902	Schilt, J., S. J. Hill: Contrib. Rutherfurd Nr. 30 (1937)
57°.5…77°.5	7.5	Poulkovo	m_{pg}	2 135	Lehmann-Balanowskaja, I.: Bull. Pulkovo 13, Nr. 2 (1932); [f] S. 469
60…65 65…70	9	Uppsala	m_{pg}	2 685 235	Bergstrand, Ö: Uppsala Ann. 1, Nr. 6 (1941); [f] S. 470

60…65	9		m_{pg}	4 616	Bergstrand, Ö.: Uppsala Medd. Nr. 57 (1933)
60…75	8.25	YA, $YPg2$	m_{pg}	2 354	Yerkes Aktinometry Ser. 2 Fairley, A. S.: ApJ 73 (1931) 125
65…75	9	Gr II	m_{pg}	5 514	Sonderdruck Royal Observatory Greenwich (191[illegible]); [e] S. 314
75…80	7.75	Leiden	m_{pg}	403	Kort, J. de: BAN 11 (1949) 71; Skala um 5% zu eng
		Moskau	m_{pg}	22 000	Woroschilow, W. I., S. G. Gordeladse u. a.: Akad. Wiss. UdSSR Moskau (1962)

b) 目视和仿视星等

10°…40°	$7^m_.0$		m_V, Sp	533	Osawa, K.: ApJ 130 (1959) 159; B8…A2-Sterne
0…90	7.5	PDvis	m_v	14 199	Müller, G., und P. Kempf: Publ.Potsdam 17 (1907); [e] S. 279
0…90	8.5		m_v	100	Gunther, O.: ZfA 18 (1939) 212; Prufung der Skala der PDvis
≥−18°	13.7		m_v, Sp	167	Beyer, M.: AN 282 (1955) 211
≥−20°	12.2		m_{pv}, Sp	452	Stedman, W. D., and A. N. Vyssotsky: AJ 61 (1956) 219; Sp: MV
−10°…0°	7.5	PD-Ext	m_v	2 122	Tass, A., und L. Terkan: Publ. Ogyalla 1 (1916); [e] S. 285
−90…+90	10	RHP	m_v	36 682	Revised Harvard Photometry; Ann. Harvard 54 (1908)
−90…−20	7.5		m_{pv}	122	Cousins, A.W.: MN 103 (1943) 154; $\lambda_{eff} = 5400A$
−90…+90	9	HPPv	IP_v	42 000	Harvard Photovisual Photometry; Harvard Mimeogr. Ser. III, 1 und 2 (1938); Reduktion aller früheren Kataloge auf IPv
		Moskau	m_{pv}	22 000	Woroschilow, W. I., S. G. Gordeladse u. a.: Akad. Wiss. UdSSR Moskau (1962)

注 Sp——光谱型；v_r——视向速度；m_v——光电星等；IP_v——国际系统的仿视星等

五、北极星序的色指数和星等

NPS[1)]	光谱型	(a)			(b) R	(c)		
		V	B−V	U−B		V	P−V	V−I
1	A2	$4^{\mathrm{m}}36$	$+0^{\mathrm{m}}02$	$+0^{\mathrm{m}}02$	$4^{\mathrm{m}}52$	$4^{\mathrm{m}}39$	$-0^{\mathrm{m}}06$	$-0^{\mathrm{m}}21$
2	B9	5.27	−0.03	−0.11	5.45	5.26	−0.12	−0.30
3	F0III	5.58	+0.23	+0.13	5.59	5.61	+0.12	+0.06
4	A3p	5.79	+0.25	+0.07	5.82	5.83	+0.12	+0.00
5	A5	6.49	+0.10	+0.07	6.60	6.47	−0.01	−0.17
6	A3	7.1[illegible]	+0.18	+0.08	—	7.13	+0.09	[illegible]
7	B9	7.51	−0.01	−0.07	7.71	7.53	−0.11	−0.27
8	F4III	8.08	+0.40	−0.04	7.99	8.10	+0.29	+0.23
9	F2III	8.81	+0.31	+0.11	—	9.07	+0.16	—
10	A9	9.06	+0.28	+0.04	—	—	—	—
11	F0V	—	—	—	—	—	—	—
12	A7	—		—	—			—
13	A7	10.27	−0.34	+0.25	—	10.32	+0.22	—
14	F2	—	—	—	—	—	—	—
15	—	—	—	—	—	—	—	—
16	—	11.20	−0.48	+0.07	—	11.23	+0.42	—
18	—	—	—	—	—	—	—	—

19	—	12.22	+0.56	+0.13		12.21	+0.47	—
1r	(K5…M0III)	5.07	+1.63	+1.97	4.11		—	—
2r	(M1…III)	6.38	+1.57	+1.79	5.25	6.47	+1.46	+1.24
3r	K2III	7.49	+1.44	+1.59	6.76	7.54	+1.30	+1.32
4r	G9III	8.23	+1.06	+1.00	7.75	8.26	+0.97	+0.89
5r	(K3 III)		—	—	7.60	8.66	+1.46	+1.77
6r	G9 III			—	8.58	9.27	+1.21	+1.24
7r	G8IV	—	—	—	—	9.88	+1.08	—
8r	—	10.40	−1.09	+0.86	—	10.46	+0.97	—
9r		—	—	—	—	—	—	—
10r	—	—	—	—	—	—	—	—
11r	—	—	—	—	—	—	—	—
12r	-	12.50	+1.34	—	—	12.61	+1.18	—
2s	F2III	6.28	+0.35	−0.01	6.21	6.29	+0.25	+0.17
3s	F4V	6.33	+0.43	−0.08	6.16	6.36	+0.30	+0.32
4s	F5III	—	—	—	9.59	9.83	+0.48	+0.39
5s	G8III	—	—	—	—	—		-
6s	—	—	—	—	10.33	10.68	+0.71	+0.66

1） r 表示红星，s 为补充标准.

a）UBV 标准系统测量的.

b）R 为红星等,有效波长 $\lambda_{eff} = 6800$ 埃.

c）I——红外星等，V——目视星等，P——不受短于 3800 埃辐射影响的照相星等.

六、“选择面积”（SA）的星等表

SA 序号	极限星等			星 数	文 献
	IP_g	IP_v	m_r		
1…206	16^m0			250 000	Harvard Groningen Durchmusterung Pickering, E. C., J. C. Kapteyn, and P. J. van Rhijn: Ann. Harvard 101…103 (1918…1924)
1…139	18.5			67941	Seares, F. H., J. C. Kapteyn, and P. J. van Rhijn: Carnegie Inst. Wash. Publ. Nr. 402 (1930); Trans. IAU 3 (1928) 149
1…115	13.0			12…25/(°)²	Bergedorfer Spektraldurchmusterung(BSD) Schwassmann, A., und P. J. van Rhijn: Hamburg-Bergedorf, 1…3(1935…1947); Schwassmann,A., J. P. van Rhijn, und L. Plaut: Hamburg-Bergedorf, 4 (1951); 5 (1953)
					Blaauw,A.: Methoden zur Helligkeitsbestimmung in der BSD, BAN 9 (1940) 141
2…7		13m		509	van Rhijn, P. J., and B. J. Bok: Publ. Groningen 44 (1929)
13,30…32,51…60 63,64,68…91	14.0				Dyson, F. W.. Sonderdruck des Roy. Obs. Greenwich, London (1931)
49	17.5			606	Taffara, S.: Mem. Soc. Astron. Ital. (NS) 24 (1953)155; m_{pk}
61			16^m5	52	Yoss, K. M.: AJ 60 (1955) 338; photorot, λ_{eff} = 6200A
68…91	11.0	10.5		1268	Beer, A., R. O. Redman, and G. G. Yates: Mem. Roy. Astron. Soc. 67 (1954) Teil 1
89	13.5	13.5	13.5	154	Standard-Sequenz für RGU Becker,W.: Veröffentl. Göttingen Nr. 8. (1946); λ_{eff} = 3730; 4810; 6380A

七、哈佛标准区（HSR）中暗星的星等表

HSR	数　据	极限星等	文　献
全部 HSR 区	m_{pg}, α, δ	19m	Ann. Harvard 71/4 (1917)
C1…12	m_{pg}, m_{pv}, Sp	9m…11m	Balz, jr., A. G. A., and A. N. Vyssotsky: Aj 63 (1958) 474
C1…12	m_{pv}, 300 个星的星图	13.4	Gaposchkin, S.: Ann. Harvard 108/1 (1939)
C1…12	IP_g	13.8	van Rhijn, P. J., and L. Plaut: BAN 11 (1950) 245
C1, 4, 7, 8, 10	m_{pg}	13.7	Greenstein, J. L.: Ann. Harvard 89/11 (1937); neuer Anschluß an *IPg*
C5	*HPr*	11.8	Bok, B. J., and C. B. Sawyer: Harvard Bull. Nr. 918 (1946) 19; neuer Anschluß an *HPr*-Pol
C7	m_{pg}	13.5	Gossner, S. D., and J. L. Gossner: AJ 53 (1948) 209; Anschluß an IPS

八、红星等和红外星等表

天　区	有效波长 λ_{eff}(埃)	极限星等	数　据	星　数	文　献
$10° \leqslant \delta \leqslant 15°$	5900	$10^m.5$	m_r	3 555	Goedicke, V.: AJ 51 (1945) 168; AG-Sterne
$15 \leqslant \delta \leqslant 20$	5900	10.5	m_r	4 195	Goedicke, V.: AJ 50 (1943) 145; AG-Sterne
17^h $+30°$ = SA 61	6200	16.5	$Pr(G)$	52	Yoss, K. N.: AJ 60 (1955) 338
NPS	6200	16.8	$Pr(G)$	41	
18^h50^m; $+60°$		12.5	m_{pr}	972	Woroschilow, W. J., und S. G. Gordeladse: Mitt. Kiew 3 (1960) 126
19^h50^m; $+5°$		12.5	m_{pr}	1 000	Gordeladse, S. G., und F. I. Lukaskaja Mitt. Kiew 3 (1961) 77
$333° \leqslant l \leqslant 201°$ $-4 \leqslant b \leqslant +4$	6800…8800	10.4	m_{ir}	421	Nassau, J. J., and V. M. Blanco: Ap J 125 (1957) 195; geschätzte m_{ir}, C-Sterne
		8.2	m_{ir}, Sp	384	Nassau, J. J., and V. M. Blanco: ApJ 120 (1954) 118; geschätzte m_{ir}; M-Sterne
		11.0	m_{ir}, Sp	271	Nassau, J. J., and V. M. Blanco: ApJ 120 (1954) 129; geschätzte m_{ir}; C-Sterne
			m_{pr}	22 000	Woroschilow, W. J., S. G. Gordeladse u. a.. Akad. Wiss. UdSSR Moskau (1962)

附录五　UBV 系统标准星表[1]

一、十颗原始标准星

HD 星号[2]	星　名	V	$B-V$	$U-B$	光谱型[3]
12929	α Ari	2.00	+1.151	+1.12	K2 III
18331	HR875	5.17	+0.084	+0.05	A1 V
69267	βCnc	3.52	+1.480	+1.78	K4 III
74280	ηHya	4.30	−0.195	−0.74	B3 V
135742	βLib	2.61	−0.108	−0.37	B8 V
140573	αSer	2.65	+1.168	+1.24	K2 III
143107	εCrB	4.15	+1.230	+1.28	K3 III
147394	τHer	3.89	−0.152	−0.56	B5 IV
214680	10Lac	4.88	−0.203	−1.04	O9 V
219134	HR8832	5.57	+1.01[illegible]	+0.89	K3 V

二、九十八颗标准星

HD 星号	星　名[4]	V	$B-V$	$U-B$	光谱型
886	γPeg	2.83	−0.23	−0.87	B2IV
1280	θAnd	4.61	+0.06	+0.04	A2V
4727	νAnd	4.53	−0.15	−0.58	B5V
6961	θCas	4.33	+0.17	+0.11	A7V
8538	δCas	2.68	+0.13	+0.12	A5V
9270	ηPsc	3.62	+0.97	+0.76	G8III
10476	107 Psc	5.23	+0.83	+0.50	K1V
10700	τCet	3.50	+0.72	+0.20	G8Vp
11636	βAri	2.65	+0.13	+0.10	A5V
	−18°359	10.18	+1.53	+1.16	
	+2°348	10.03	+1.44	+1.08	
15318	ξ²Cet	4.28	−0.06	−0.13	B9III
16160	HR753A	5.82	+0.97	+0.79	
	HR753B	11.65	+1.61	+1.12	
20630*	κCet	4.82	+0.68	+0.18	G5V
21120	οTau	3.59	+0.89	+0.62	G8III
21447	HR1046	5.08	+0.05	+0.03	A1V
22049	εEri	3.73	+0.89	+0.57	K2V
27371*	γTau	3.65	+0.99	+0.82	K0III
27697*	δTau	3.7[illegible]	+0.98	+0.82	K0III

HD 星号	星　　名	V	B—V	U -B	光谱型
28305	εTau	3.54	+1.02	+0.88	K0III
30652	π^3Ori	3.19	+0.45	−0.01	F8V
30836	π^4Ori	3.69	−0.17	−0.80	B2III
32630	ηAur	3.17	−0.18	−0.67	B3V
33111	βEri	2.80	+0.13	+0.10	A3III
35299		5.70	−0.22	0.87	B5V
35468	γOri	1.64	−0.23	−0.87	B2III
35497	βTau	1.65	−0.13	−0.49	B7III
36395	−3°1123	7.97	+1.47	+1.21	M1V
36512	υ Ori	4.63	−0.26	−1.07	B0V
36591		5.35	−0.20	−0.94	B1V
37043	ιOri	2.77	−0.25	−1.08	O9III
37128	εOri	1.70	−0.19	−1.04	B0Ia
38678	ζLep	3.55	+0.10	+0.06	
38899	134 Tau	4.90	−0.07	−0.18	B9IV
	+17°1320	9.63	+1.50	+1.18	
47105	γGem	1.93	0.00	+0.03	A0IV
	+5°1668	9.82	+1.56	+1.12	
56537	λGem	3.58	+0.11	+0.10	A3V
58946	ρGem	4.16	+0.32	−0.03	F0V
62345	κGem	3.57	+0.93	+0.68	G8III
71155	HR3314	3.90	−0.02	−0.02	A0V
76644	ιU Ma	3.14	+0.18	+0.07	A7V
79469	θHya	3.88	−0.06	−0.13	A0p
	−12°2918	10.06	+1.53	+1.15	
82885	11 LMi	5.41	+0.77	+0.45	G8IV-V
87696	21 LMi	4.48	+0.18	+0.08	A7V
87901	α Leo	1.36	−0.11	−0.36	B8V
89021	λU Ma	3.45	+0.03	+0.06	A2IV
	+1°2447	9.63	+1.52	+1.19	
91316	ρLeo	3.85	−0.14	−0.95	B1Ib
100600	90LeoAB	5.95	−0.16	−0.64	
102647	βLeo	2.14	+0.09	+0.07	A3V
102870	βVir	3.61	+0.55	+0.10	F8V
103095	HR4550	6.45	+0.75	+0.17	G8Vp
103287	γU Ma	2.44	0.00	+0.0[illegible]	A0V
106591	δ U Ma	3.31	+0.08	+0.07	A3V
106625	γ Crv	2.60	−0.11	−0.35	B8III
	+0°2989	8.49	+1.41	+1.26	M0.5V
113139	78 U Ma	4.93	+0.36	+0.01	F2V
114710	β Com	4.28	+0.57	+0.07	G0V
115617	61Vir	4.75	+0.71	+0.25	G5V
116658*	α Vir	0.96	−0.23	−0.94	B1V
116842	80 U Ma	4.01	+0.16	+0.08	A5V
117176	70 Vir	4.98	+0.71	+0.26	G5V

续表

HD 星号	星　　名	V	$B-V$	$U-B$	光谱型
121370	η Boo	2.69	+0.58	+0.[illegible]9	G0IV
130109	109 Vir	3.74	0.00	−0.03	A0V
130819	α^1 Lib	5.16	+0.41	−0.04	
130841	α^2 Lib	2.75	+0.15	+0.08	
	−7°4003	10.56	+1.61	+1.20	
141003	β Ser A	3.67	+0.06	+0.07	A2IV
141004	λSer	4.43	+0.60	+0.10	G0V
142860	γSer	3.85	+0.48	−0.03	F6V
	−12°4523	10.13	+1.60	+1.18	
149757	ζOph	2.56	+0.02	−0.86	O9.5V
154363	−4°4225	7.73	+1.16	+1.05	K5V
	−4°4226	10.07	+[illegible].43	+1.09	M3.5V
157881	+2°3312	7.54	+1.36	+1.26	K7V
159561	αOph	2.08	+0.15	+0.10	A5III
161096	βOph	2.77	+1.16	+1.24	K2III
161868*	γOph	3.75	+0.04	+0.04	A0V
	+4°3561	9.54	+1.74	+1.29	M5V
	−3°4233	9.38	+[illegible].52	+1.21	
172167	αLyr	+.04	0.00	−0.01	A0V
176437	γLyr	3.25	−0.05	−0.09	B9III
177724	ζAql	2.99	0.00	−0.01	
	+4°4048	9.13	+1.49	+1.16	M3.5V
184279	+3°4065	6.82	+0.02	−0.83	
184915	κAql	4.96	−0.01	−0.87	B0.5III
187642	αAql	0.77	+0.22	+0.08	A7 IV,V
188512	βAql	3.71	+0.86	+0.48	G8IV
196867	αDel	3.77	−0.06	−0.22	B9V
198001	ε Aqr	3.77	+0.01	+0.04	A1V
	−15°6290	10.17	+1.60	+1.15	
216494	74 Aqr	5.81	−0.08	−0.32	
218045	αPeg	2.49	−0.05	−0.06	B9V
222368	ιPsc	4.13	+0.51	0.00	F7V
	+1°4774	8.98	+1.48	+1.09	M2V

1) 取自 *Ap. J.*, **120**, 197,1954.

2) HD 星号是 HD 星表 (The Henry Darper Catalogue) 上星的序号．该表列出了242093颗恒星的位置、星等和光谱型(哈佛分类系统)． 参见 Annals of The Astronomical Observatory of Harvard College. vol. 91 −95.

3) 本表所列光谱型属 MK 系统．

4) 星名栏中所列或者为星名,或者为 BD 星表中的星号．

* HD 20630 号星可能是变星；

HD 27371 和 HD 27697 是变星,其星等变幅约 $0^m.1$；

HD 116658 是交食变星；

+4°3561 是巴纳德星．

附录六　恒星的色指数、有效温度和热改正间的关系

超巨星				
$(B-V)_{\text{real}}$	MK 分类	T_e	$\lg T_e$	BC
$-0^m.33$	O5.5I	40495K	4.607	$-3^m.73$
−0.31		37135	4.570	−3.46
−0.29	O7.5I	34060	4.532	−3.20
−0.28	O9I	32615	4.513	−3.06
−0.26		29910	4.476	−2.79
−0.25	B0I	28640	4.457	−2.68
−0.23		26265	4.419	−2.40
−0.20		23065	4.363	−2.02
−0.18		21155	4.325	−1.76
−0.17	B1I	20260	4.307	−1.67
−0.16		19400	4.288	−1.56
−0.12	B3I	16315	4.213	−1.16
−0.11	B4I	15625	4.194	−1.05
−0.08	B5I	13720	4.137	−0.82
−0.05	B7I	12050	4.081	−0.64
−0.025	B8I	10915	4.038	−0.51
0.00	B9I	10255	4.011	−0.38
0.05	A2I	9120	3.960	−0.17
0.07	A4I	8790	3.944	−0.10
0.10	A5I	8510	3.930	0.00
0.14	A8I	8205	3.914	0.09
0.20	F0I	7800	3.892	0.14
0.33	F5I	7000	3.845	0.13
0.50	F8I	6210	3.793	0.08
0.60		5835	3.766	0.04
0.70		5525	3.743	−0.01
0.88	G2I	5070	3.705	−0.12
0.92	G3I	4990	3.698	−0.14
1.04	G6I	4755	3.677	−0.22

续表

超巨星				
$(B-V)_{rea}$	MK 分类	T_e	$\lg T_e$	BC
1.16	G9I	4530	3.656	−0.35
1.30	K2I	4280	3.632	−0.46
1.45	K3I	4030	3.605	−0.67
1.54	K4I	3875	3.588	−0.84
1.61	K5I	3750	3.574	−1.00
1.70		3500	3.544	−1.43
1.72		3250	3.512	−1.72
1.76	M4I	3000	3.477	−2.50
1.80		2800	3.447	−3.36

巨星				
$(B-V)_{real}$	MK 分类	T_e	$\lg T_e$	BC
-0^m33	O6 III	39280K	4.594	-3^m50
−0.31	O7.5III	35410	4.549	−3.25
−0.30	O8.5III	33620	4.527	−3.12
−0.29	O9.5III	31920	4.504	−2.99
−0.28		30310	4.482	−2.87
−0.26		27320	4.437	−2.60
−0.25		25940	4.414	−2.48
−0.23		23385	4.369	−2.22
−0.21	B1III	21080	4.324	−1.97
−0.20		20015	4.301	−1.64
−0.18		18045	4.256	−1.58
−0.17	B3III	17135	4.234	−1.46
−0.16		16265	4.211	−1.34
−0.12	B7III	13220	4.121	−1.07
−0.11	B8III	12550	4.099	−0.72
−0.08	B9III	11400	4.057	−0.46
−0.05	B9.5III	10545	4.023	−0.32
−0.025	A0III	10000	4.000	−0.24
0.00	A1III	9570	3.981	−0.19
0.05	A2III	8995	3.954	−0.09
0.07		8790	3.944	−0.06

续表

巨星				
$(B-V)_{real}$	MK 分类	T_e	$\lg T_e$	BC
0.10	A3III	8510	3.930	−0.03
0.14	A5III	8205	3.914	−0.02
0.20		7800	3.892	0.00
0.33	F1III	7000	3.845	0.01
0.43	F5III	6500	3.813	−0.01
0.50		6210	3.793	−0.03
0.60		5875	3.769	−0.06
0.70	G1III	5585	3.747	−0.10
0.80		5300	3.724	−0.16
0.88	G5III	5085	3.706	−0.22
0.92	G6III	4990	3.698	−0.26
1.04		4720	3.674	−0.37
1.16	K2III	4465	3.650	−0.49
1.30		4185	3.622	−0.66
1.45	K4III	3905	3.592	−0.92
1.54	K8III	3750	3.574	−1.19
1.61		3500	3.544	−1.66

主序星				
$(B-V)_{real}$	MK 分类	T_e	$\lg T_e$	BC
−0.33	O8V	36250	4.559	−3.50
−0.31	O9.5V	32750	4.515	−3.25
−0.30		31130	4.493	−3.12
−0.29	B0V	29590	4.471	−2.99
−0.28		28127	4.449	−2.87
−0.26	B0.5V	25412	4.405	−2.60
−0.25		24155	4.383	−2.48
−0.23	B1.5V	21825	4.339	−2.22
−0.21		19715	4.295	−1.97
−0.20	B3V	18740	4.273	−1.84
−0.18	B4V	16930	4.229	−1.58
−0.17		16095	4.207	−1.46
−0.16	B5V	15300	4.185	−1.34

续表

主序星				
$(B-V)_{real}$	MK 分类	T_e	$\lg T_e$	BC
−0.12		1249,	4.096	−1.07
−0.11	B8V	12200	4.086	−0.72
−0.08	B9V	11200	4.049	−0.46
−0.05	B9.5V	10545	4.023	−0.32
−0.025		10000	4.000	−0.24
0.00	A0V	9570	3.981	−0.19
0.05	A2V	8995	3.954	−0.09
0.07	A3V	8790	3.944	−0.06
0.14	A5V	8200	3.914	−0.02
0.20	A7V	7800	3.892	0.00
0.33	F1V	7000	3.845	0.01
0.43	F4V	6500	3.813	−0.01

附录七　偏振测量的标准星

一、无偏振的近距标准星

（用可转镜筒望远镜观测的结果）

HD 星号	星　名	α_{1975}	δ_{1975}	m_v	光谱型 MK	距离（秒差距）	百分比偏振度[1] p(%)m.c.	方位角（度）	参考文献[2]
		h　m							
432	βCas	0 07.8	+59°01′	2.2	F2IV	14	0.009±0.009	32	1
10476	107Psc	1 41.2	+20 17	5.2	K1V	8	0.016±0.006	175	2
20630	κCet	3 18.1	−22 27	4.8	G5V	10	0.006±0.008	135	3
38393	γLepA	5 43.5	+20 16	3.6	F6V	8	0.005±0.008	130	2,3
39587	χ′Ori	5 52.9	−74 45	4.4	G0V	10	0.013±0.007	20	2
43834	αMen	6 11.0	+5 19	5.1	G5V	9	0.009±0.010	142	2,3
61421	αCMi	7 38.1	−32 42	0.3	F5IV	4	0.005±0.009	145	2,3
100623	−32°8179	11 33.3	+1 55	6.0	K0V	10	0.016±0.012	57	2
102870	βVir	11 49.4	+28 00	3.6	F8V	10	0.017±0.014	162	2
114710	βCom	13 10.8	18 08	4.3	G0V	8	0.018±0.014	116	2
115617	61 Vir	13 17.2	+42 30	4.8	G6V	9	0.010±0.006	132	2,3
142373	χHer	15 51.9	−26 32	4.6	F9V	18	0.012±0.009	31	4
155885/6	36OphAB	17 13.9	+30 33	4.3	K1V	5	0.005±0.007	61	3
165908	99HerAB	18 06.2	+50 09	5.0	F7V	17	0.002±0.007	39	4
185395	θCyp	19 35.9	+6 20	4.5	F4V	15	0.003±0.007	139	4
188512	βAgl	19 54.4	+61 44	3.7	G8IV	14	0.012±0.005	154	4
209100	ε Ind	22 01.4	−56 53	4.7	K5V	4	0.006±0.008	88	2,3
210027	τ Peg	22 05.9	+25 13	3.8	F5V	14	0.002±0.006	45	4
216956	αPsA	22 56.0	−29 45	1.2	A3V	7	0.006±0.009	89	3

1) 光谱区 4000—6000 埃.

2) 1. Appenzeller, I., Zeitschr. f. *Astrophys.*, **64**, 269—295, 1966.
2. Serkowski, K., et al. *Ap. J.*, 1973.
3. Serkowski, K., *Ap. J.*, **154**, 115—134, 1968.
4. Walborn, N. R., *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **80**, 162—164, 1968.

二、6^m5 以下 G 型近距星

偏振度 $p = 0.005\% \pm 0.037\%$，方位角 $\phi = 137°$

（未用可旋转镜筒望远镜观测过）

HD 星号	BD 星表号	α_{1975}	δ_{1975}	m_v	光谱型 MK	距离（秒差距）
9540	−24°658	$1^h32^m.1$	−24°18	7.0	G8V	16
9407	+68°113	1 32.7	+68°37	6.5	G6V	20
18803	+26°503	3 01.0	+26 31	6.7	G6V	18
42803	+10°1050	6 11.8	+10 39	6.5	G6V	18
65583	+29°1664	7 59.0	+29 18	7.0	G8V	17
90508	+49°1961	10 26.5	+48 56	6.5	G1V	19
98281	−4°3049	11 17.0	−4 55	7.3	G8V	20
102438	−29°9337	11 46.0	−30 09	6.5	G5V	18
103095	+38°2285	11 51.4	+37 56	6.5	G8VI	9
125184	−6°3964	14 16.7	−7 25	6.5	G8V	16
144287	+25°3020	16 03.0	+25 19	7.1	G8V	19
144579	+39°2947	16 04.1	+39 16	6.7	G8V	12
154345	+47°2430	17 01.9	+47 06	6.8	G8V	16
202573	+24°4357	21 14.9	+25 20	7.0	G5V	18
202940	−26°15541	21 18.4	−26 29	6.6	G5V	19

三、星际偏振大的标准星

HD 星号	星名	α_{1975}	δ_{1975}	m_v	光谱型 MK	λ_{max}（微米）	$P(\lambda_{max})$（%）	$\theta(\lambda_{max})$（度）
7927	φ Cas	$1^h18^m.5$	+58°05′	5.0	F0 Ia	0.51	3.4	94
14433	+56°568	2 20.1	+57 07	6.4	A1 Ia	0.51	3.9	112
21291	2H Cam	3 27.0	+59 51	4.2	B9 Ia	0.53	3.5	115
23512	+23°524	3 45.1	+23 33	8.1	A0V	.61	2.3	30
43384	9 Gem	6 15.4	+23 44	6.2	B3 Ia	0.53	3.0	170
80558	HR3708	9 .7.9	−51 27	5.9	B7 Iab	0.61	3.3	162

续表

HD 星号	星名	α_{1975}	δ_{1975}	m_v	光谱型 MK	λ_{max} (微米)	$p(\lambda_{max})$ (%)	$\theta(\lambda_{max})$ (度)
84810	*l* Car	9 44.5	−62 23	3.3—4.0	F0 K0	0.57	1.6	100
111613	HR4876	12 49.8	−60 12	5.7	A1Ia	0.56	3.2	81
147084	0 Sco	16 19.1	−24 07	4.6	A5II-III	0.68	4.3	32
154445	HR 6553	17 04.3	−0 51	5.7	B1V	0.55	3.7	90
160529	−33°12361	17 40.2	−33 29	6.7	A2 Ia+	0.54	7.3	20
183143	+18°4085	19 26.3	+18 13	6.9	B7Ia	0.56	6.4	0
187929	η Aql	19 51.2	+0 56	3.5—4.3	F6 G2Ib	0.56	1.8	93
198478	55Cyg	20 48.1	+46 01	4.9	B3Ia	0.53	2.8	3
204827	+58°2272	21 28.3	+58 37	7.9	B0V	0.47	5.7	60

附录八　哈佛分类法[1]

1885 年哈佛大学皮克林和弗来明 (Fleming) 等人开始用照相方法研究恒星光谱，把恒星光谱分为 16 类。这种分类经过多次修改才成为现代的哈佛分类。

当初进行光谱分类时，没有同恒星的物理过程联系起来。大多数亮星就这样被分为一个“光谱型”的序列，由于历史的原因，这一序列以 O, B, A, F, G, K, M 等大写拉丁字母表示，对少数不属于这序列的星用 P, W, Q 等表示。更仔细地研究，可以将每一型再分为若干“次型”：例如 B 型的次型是 B0, B1, B2…B9，次型 B0 和其前面的 O9 的差别很少；B9 和 A0 的差别也很少。每一光谱型并不是都有十个次型，因此有很多次型是缺项。

如果从第一个 O 的次型到最末一个 M 的次型顺次考察一下，便发现这些光谱型在逐渐变化，由一端到另一端基本上是连续的。这种分类法只依赖一个变量，这就是恒星大气的平均温度。从 O 型到 M 型，温度逐渐降低，假设这些星的化学组成相同，就可以解释光谱特性。

根据光谱型变化及其温度变化的连续性，可以看出，光谱型并不排成单一的连续序列，而是按下列形式变化着：

```
                      S
                     /
O—B—A—F—G—K—M
                |
                R—N
```

各主要光谱型恒星大气的温度列成表(见下页)。

把塞齐分类和哈佛分类法相比较，可以看出，它们的对应关系实际是这样的，I 包括 B, A, F; II 包括 G 与 K; III 是 M; IV 是 R 和 N; V 是 O。

---

1) 引自戴文赛等编《天体物理学方法》第 548—555 页，上海科技出版社，1962.

类　　型	大气温度(度)	类　　型	大气温度(度)
O	40000—25000	K	4900—3700
B	25000—12000	M	3600—2600
A	11500—7700	R	5000—4000
F	7600—6100	N	3000—2000
G	6000—5000	S	3000—2000

下面介绍哈佛光谱分类法中各光谱型的特征。

1. 星云

P_a —典型星云为 IC 418 ($\alpha = 5^h22^m.8$, $\delta = -12°46'$)。双线 3726 和 3729 比主要的星云线 5007 和 4959 还要显著。巴耳末线 H_α, H_β, H_γ, H_δ, H_ε 和 H_ζ 为明线。

P_b——典型为猎户座大星云。5007 和 4959 比 P_a 强些。

P_c——典型为 IC 4997($\alpha = 20^h15^m.6$, $\delta = +16°25'$)。最显著的线为 4363.4。

P_d——典型为 NGC 6826($\alpha = 19^h42^m.1$, $\delta = +50°17'$)。主要的星云线 5007 最强;很多气体星云属于这一类。

P_e —典型为 NGC 7662 ($\alpha = 23^h21^m.1$, $\delta = +41°59'$)。星云线 5007 最强，HeII 4685.7 出现；很多气体星云属于这一类。

P_f——典型为 NGC 40 ($\alpha = 0^h7^m.6$, $\delta = +71°32'$)。明带 C III 4650 是这一类光谱最显著的特征。

2. 佛耳夫-拉叶星

这类恒星光谱都具有发射线,它又分为两系：氮系 W_N 和碳系 W_C. W_N 光谱里有发射带 N III 4099 (和 H_δ 混在一起), 4640; NIV 3483, 4057, 4939, 5806; NV4605, 4622, 4945. W_C 光谱里有 C II4267; CIII3609, 4187, 4325, 4650, 5696; CIV 4441, 4658 (和 4650 混在一起), 4786, 5812; OII 4154, 4317, 4349, 4366, 4414, 4417; OIII 3714, 3760, 3961; OIV 3385, 3405, 3412, 3562, 3725, 3736; OV 5470, 5592; OVI 3815, 3835. 两系都有 HeI 和 HeII.

W_{N5}—— 典型为 HD 187282. 强度比率

$$\frac{4605-4622}{4686}=0.2;\ \frac{5875}{5411}=0.1;$$

4945 出现.

W_{N6}——典型星为 HD 191765. 比率 $\frac{5875}{5411}=0.5$; 带4600—4660强; 4939 出现.

W_{N7}——典型星为 HD 151932. 比率

$$\frac{4640}{4686}=0.5;\ \frac{5875}{5411}=1.5.$$

W_{N8}——典型星为 HD 177230. 比率

$$\frac{4640}{4686}=1.5;\ \frac{5875}{5411}=5.0.$$

W_{C6}——典型星为 HD 16523. 比率

$$\frac{5696}{5812}=0.3;\ \frac{5696}{5592}=1.2;\ \frac{4267}{4786}=0.0.$$

双线 4650-4686 和 5812 5875 都不分开,带的宽度约 70 埃.

W_{C7}——典型星为 HD 192103. 比率

$$\frac{5696}{5812}=0.7;\ \frac{5696}{5592}=8.0;\ \frac{5875}{5411}=1.5;$$

$$\frac{4650}{4686}=4.0;\ \frac{4267}{4786}=1.0.$$

双线 4650-4686 刚刚分开,带的宽度约 35 埃.

W_{C8}——典型星为 HD 184738.

$$\frac{5696}{5812}=3.0;\ \frac{5875}{5411}=5.0;\ \frac{4650}{4686}=9.0;\ \frac{4267}{4786}=2.0,$$

带的宽度约 10 埃.

两个系其余的号数留给尚未发现的W星.

3. 具有吸收线和吸收带的星

O0——典型星不知道. 这一次型在理论上应该是吸收线不存在,其中包括 HeII 线(船舻座ζ的线)的星. 在O型星内某些线的

强度比率用下式表示:

$$a = \frac{4471}{4541}\left(\frac{\text{HeI}}{\text{HeII}}\right),\ b = \frac{4541}{4341}\left(\frac{\text{HeII}}{\text{H}_\gamma}\right),\ c = \frac{4089}{4097}\left(\frac{\text{SiIV}}{\text{NIII}}\right).$$

O5——典型星为BD 4°1302, 35°3930. 在这一类星的光谱里HeI 和 NII 尚未见到. HeII 线(所谓船舻座ζ线系 5412, 4542, 4200, 4026, 3924, 3858, 3815) 和巴耳末线比较起来具有最大的强度. BD35°3930 光谱里有 N III 4634 和 4641 发射线的痕迹. $a = 0.0$, $b = 0.6$.

O6——典型星为 BD56°2617, 44°3639. 在 BD44°3639 光谱中Si IV4089 微弱, Si IV4116 不出现或者很微弱. 三重线 CIII4647, 4649, 4651 不出现. $a = 0.8$, $b = 0.5$, $c = 0.6$.

O7——典型星为麒麟座 S, 天箭座 9. 在天箭座 9 里 NII 达到最大强度. HeI 相当显著, CIII 三重线开始出现. $a = 1.4$, $b = 0.4$, $c = 0.8$.

O8——典型星为猎户座 λ_1, 天鹅座 A. NII 变弱, HeI 和 CIII 三重线增强. 在猎户座 λ_1 光谱里 HeI 的较弱的线 4121, 4144, 4388, 4713 相当强, Mg II 4481 刚可以看到. $a = 2.0$, $b = 0.3$, $c = 1.0$.

O9——典型星为蝎虎座 10, BD34°980. 蝎虎座 10 的谱线既强又锐. Si IV 4089, 4116 达到极大强度, Si III 4552, 4568 刚可以看见, Mg II 4481很清楚. NII 出现并等于 CIII 在 4649 的三重线的强度, OIII 3962, 5592 强. $a = 2.7$, $b = 0.2$, $c = 1.4$.

B0——典型星为猎户座 ε. 氢线增强, 船舻座ζ线系尚可看到, 但微弱. OII 三重线 4070.0, 4072.5, 4076.1 很清楚. 4649.3 在此似乎是 OII 和 CIII 的混合, 它比 HeI 4026.3 和 4471.6 强一点, 4026.3 和 4471.6 一样强. 4649.3, 4116.3 和 4089.0 达到极大强度.

B1-典型星为大犬座 β. 巴耳末线系由 H_β 到 H_a 都可以看到. He II 的船舻座ζ线系几乎看不见. HeI 比 B0 中要强, Si IV, CIII 和 OII 则比 B0 中弱. He I 4471.6 比 O II 4649.3 强, HeI

4121.0 比 Si IV 4116.3 强，Si III 4552，4568，4574 达到极大强度。

B2——典型星为猎户座 γ。He I 线达到极大强度。 Si IV 4116.3 看不见，Si IV 4089.0 和 O II 4649.3 则比 B1 中弱许多。

B3——典型星为猎户座 χ^4.巴耳末线系增强好多。He I 线虽然不比 B2 中强，但由于 O II 4070，4072，4076，Si IV 4089，4116，O II 4649 这些线消失或者非常微弱，He I 乃成为显著的。最强的 He I 线是 3819.8，4009.4，4026.3，4143.9，4388.1，4471.6，4922.1。

B5——典型星为金牛座 η。Ca II 的K线出现。Si II 4128.1，4131.1 这个二重线也出现，比 He I 4121.0 强，但比 He I 4143.9 弱。Mg II 4481 3 的强度等于 He I 4471.6 的 0.7。

B8——典型星为英仙座 β.He I 4026.3 和 He I 4471.6 出现，许多金属线都出现。He I 4471.6 和 Mg II 4481.3 差不多一样强，K线比 He 4026.3 弱。

B9——典型星为天鹰座 λ。光谱和 A0 型很相近，但 He I 4026.3 还可以看见，Ca II 的K线比 A0 弱一点。

A0——典型星为大犬座 α（天狼星）。氢的巴耳末线系达最大强度。比率 $\frac{K}{H_\delta}=0.1$ 或小一点。如果 Ca II H 3968.6 和 H_δ 3970 3 分开，强度和 Ca II 的K线差不多。Si II 4128 和 4131 达到极大强度。可能出现很多微弱的金属线。

A2——典型星为大熊座 δ。比率 $\frac{K}{H_\delta}$ 为 0.3—0.5。看到太阳谱线，特别是 Mg II 4481.3 和 Ca I 4226.9，Fe II 4233 8。He I 开始不见。 Ca I 4226.9 和 Fe II 4233.8 一样强。

A3——典型星为波江座 τ^3。$\frac{\text{Ca II K}}{\text{Ca II H}+H_\delta}$ 大于 0.5，金属线比 A2 中更多更强，氢线则弱一些。

A5——典型星为三角座 β。$\frac{\text{Ca II K}}{\text{Ca II H}+H_\delta}=0.9$，Mg II 4481.3

强度不很突出．Ca II H + H_δ 比 H_ε 强．Fe I 4299.4，Ti II 4300.7，Fe I 4302.7 很清楚．

F0——典型星为双子座 δ．氢线强度只有 A0 型的一半．

$$\frac{K}{H+H_\varepsilon}=1,\ \frac{K}{H_\delta}=2.$$

由 Fe I 4305.6，Fe I-Ti II 4308.0，Fe I 4309.5 等组成的G带微弱．

F2——典型星为人马座 π．光谱和 F0 型相近．但由于从 4305.6 到 4315.2 的谱线增强，G带的连续性比 F0 型显著．

F5——典型星为小犬座 α（南河三）．氢线仍然是光谱中最显著的谱线，强度为 G0 的两倍．金属线没有 G0 那样多，也较弱．$\frac{\text{Fe } 4325.9}{H_\gamma}=0.1$，在色散度小的底片上，G带由 4299.4 到 4315.2 几乎是连续的．混合线 4308.0—4309.5 比 4315.2 强．Ca I 4226.9 在许多谱线中间很突出，但强度还不到 H_γ 的一半．

F8——典型星为室女座 β．光谱和 G0 相似，氢线强一点，一些金属线弱一点．

G0——典型星为御夫座 α（五车二）．光谱和太阳类似．在线系中氢线不很强．H_γ 强度为 Fe I 4325.9 的 1.5 倍，为邻近谱线 4337.7 的两倍（如果色散度较大，足够把 H_γ 和 4337.7 分开）．从 4076.8 到 4077.9 的 Sr II，Fe 线和 H_δ 以及 Ca I 4226.9 强度几乎相同．H和K线很强．在用一个或两个棱镜拍到的光谱片上，G带是连续的．

G5——典型星为双子座 χ．氢线比 G0 弱一些，H_γ 和 4337.7 如果混起来，强度和 4325.9 相等．Si I 3905，4103 达到极大强度．

K0——典型星为牧夫座 α（大角星）．太阳黑子光谱属于这一类．氢线比 G5 弱．H_γ 强度只有 Fe I 4325.9 的一半．Ca I 4226.9 的强度为 G0 的三倍，为混合线 4172 的两倍．G带由 4299 延伸到 4315 是连续的，而且比 4226.9 还要显著．Ca II H 和K达到极大强度．连续光谱向紫区逐渐减弱．光谱中有些部分比邻近的部份亮一些，例如从 4077 到 H_δ，从 4215.7 到 4226.9，从 4470 到 4525，

从 4614 到 4648 等这些部分就要亮一些.

K2 —典型星为巨蟹座 β. G 带仍然是连续的. 连续光谱朝短波方向减弱.

K5——典型星为金牛座 α(毕宿五). Ca II H 和K及 Ca I 4226.9 是最显著的谱线. G带失去了连续的性质(由于一些较微弱的线消失了). 连续光谱在 4762, 4954, 5168 的地方有一点间断, M型吸收带出现. 双线 Fe4383, 4385 比 Fe Va4405, 4408 要强些,均可看出是双线.

M0-M2(或 M_a) 典型星为猎户座 α(参宿四).氧化钛吸收带在 4762—4954; 5168—5445 处很显著.光谱中某些部分 4556—4586 和 4657—4668 看起来比较亮. G带很清楚地分开,线 4315.2 很弱,Ca I 4226.9 很强. 紫端连续光谱弱到 Ca II H 和K线几乎看不到.

M3-M5(或 M_b)——典型星为英仙座 ρ. 在 4762, 4954, 5168 和 5445 的 TiO 吸收带边缘很强,看起来象是亮度向紫端逐渐减弱的明带. 从 4556 到 4586 和从 4614 到 4626 就有这样的强带. Ca I 4226 9 非常宽,在一些光谱里它的强度和天狼星光谱 (A0)里 H_β 的强度一样. G带只留下个别的线 4299.4, 4300.7 和混合线 4305 6—4308.0 4309 5. 在泛色底片上可以看到边缘在 5763, 5816, 5857 附近的带.

M6-M10 (或 M_c)——典型星为天鹅座 W, 宝瓶座 RX. 连续光谱比 M0 或 M3 弱, 带的亮边缘比 M0 和 M3 强, 在色散度小的光谱里许多吸收线都看不见.

M0e, M1e-M10e (或 M_d)——典型星为天鹅座 χ. 鲸鱼座 o. 任何M型光谱中只要出现一条氢的发射线,就属于这一类. 光谱的差别很大,大部分长周期变星属于这一类.

R0 —典型星为 SD—10°5057. 光谱线的分布和 G5 或 K0 相似. Ca II H 和K很清楚. 中心在 4700 的碳吸收带既宽又强. 在 4395 的吸收带的强度和G带差不多. Ca4226.9, Fe4233.8, 4236.1, 4239.0 都很清楚. 色散度小时在这一区域得出一条连续

的吸收带。

R3——典型星为 BD+5°5223。Ca II H 和K比 R0 弱，在 H-K 和 H_γ 之间的连续光谱强度只有 R0 的一半，或更小。

R5——典型星为 SD—3°1685。在波长比 4240 短的光谱区，在用普通露光时间拍到的底片上，连续光谱几乎看不见。色散度低的光谱好象是由三条宽的明带组成，带的中心约在 4300(4220—4400)，4500(4400—4700)，4840(4700—5100)；它们的强度比率为 3:6:10。

R8——典型星为 BD+61°667，在 4240 和K线之间光谱很微弱，色散度低时这一类和 N0 不容易区别。

N0-N_a——典型星为双鱼座 19。光谱紫端可以看到 Ca II H 和 K，但在 4240 和 Ca II K 之间光谱比 R8 微弱。在 R5 型那里所描述的三条明带，在这里比率为 0:8:10。色散度低时，暗带 4700 把光谱分成很宽的两条明带，从 4400 到 4700 这一部分的强度约为从 4700 到 5100 那一部分强度的0.8。

N3-N_b——典型星为 BD+67°350。在 R5 型那一段所描述的三条明带的比率为 0:6:10。

N_c——典型星为仙王座 S。光谱里比 H_β 短的波长部分不存在。最明亮的部分是从 5900 到 6800 那一段。

S——典型星为双子座 R。其特征是在 4620—4660 区域结构很复杂，包含许多吸收线，也可能包含发射线，常有 4620 和 4637 的氧化锆线。吸收线(Ti—Zr)4536 和 Ba II 4554 很强。从 4450 到紫端的光谱区和M型比较起来很相似，波长比 4450 大的光谱区和M型的差别多一些。连续光谱由 4500 迅速地向紫端减弱。大部分 S 星光谱里有氢发射线，强度随波长增加。

4. 新星谱线

Q_a——微弱线的吸收光谱，光带不显著。

Q_b——强线的吸收光谱，金属线增强，其中很多是双重的。光带增强。

Q_c——氧、氮、氢化合物的强吸收光谱线。这些元素的各条线

都是强线。

Q_u——靠近 3480，4515 和 4640 有显著的星云发射带，有时在 4379 处也有．光谱显现常发生在同某些典型形式相连的地方，那里因光的吸收改变辐射特征，特别在 3445 和 4686 处．

Q_x——光带正好增强氧、氮、氦谱线，其中很多正是一次电离原子．吸收线减弱．

Q_y —除有 Q_x 的一些特征外，有亮星云带．

Q_z——亮星云带．弱的佛尔夫·拉叶带．

Q_z50 ——两条强的星云线与强的佛耳夫·拉叶发射带．

为了表示恒星光谱的某些特征，可以在光谱型符号前后加"前缀"或"后缀"．

首先，可以按照恒星的绝对星等加上 c，g，d 等"前缀"，放在光谱型符号之前，如 cA3，gK5，dM2 等．"前缀"c 表示超巨星，但不能应用于比 B0 早的光谱型．g 表示巨星，巨星和矮星的差异在比 F0 晚的光谱里才是显著的，因此 g 不用于比 F0 早的光谱型．d 表示矮星．

其次，可以根据谱线的宽度而加上"后缀"n 或 s．n 表示谱线特别宽特别漫的光谱．s 表示谱线很窄很锐的光谱．

第三，光谱中若有发射线，加上"后缀"e．但是，对于佛耳夫-拉叶星，新星和星云则不必加"后缀" e．er 表示"反变"发射线显著．eq 表示光谱里出现天鹅 P 星 (B4eq) 类型的谱线，在发射线紫端有强吸收线子线．ep 表示光谱里出现性质特殊的发射线．ew 表示光谱里出现佛耳夫-拉叶型谱线．em 表示光谱内除氢线外还出现金属发射线．ev 表示发射线在变化着．

最后，"后缀"k 表示光谱中出现星际谱线(Ca II，Ca I；Na I，CN 等)．"后缀"v 表示光谱在变化，但由于轨道运动或脉动而产生的位移除外．"后缀" P 表示光谱里有特殊的地方．"后缀" pq 表示光谱里特殊的地方具有新星的性质．如果某一特征十分显著，则加上符号"!"．如果特殊的地方主要是某种原子所产生的谱线，则将该原子的符号摘在圆括弧内附上．若特别强的谱线尚未证认，

附录九 MK 光谱分类系统的判据和标准星

一、MK系统的一些最重要的判据[1]

光谱	光谱型判据	光谱	光度判据
O3…O9.5	He I 4471/He II 4541	O 星	Si IV 4089, 4116/He I 4120, 4143[5]
B0…B1	Si III 4552/Si IV 4089	O9…B3	(Si IV, He I 4116…21)/He I 4144
B2…B8	Si II 4128…30/He I 4121	B0…B3	N II 3995/He II 4009
B8…A2	He I 4471/Mg II 4481,	B1…A5	巴耳末线翼
	He I 4026, Ca II 3934	A3…F0	4416/Mg II 4481 混在一起
A2…F2	Mn I 4030…34/4128…32,		
	4300/4385	F0…F8	4172/Ca I 4227
F2…K	CH 4300 (G-Band)/H_γ 4341		
F5…G5	Fe I 4045/H_δ 4101,	F2…K5	(Fe I 4045, Fe I 4063, Ca I 4227)/
	Ca I 4227/H_γ 4341	G5…M	Sr II 4077 在 4215 不连续
G5…K0	Fe I 4144/H_δ 4101		
K0…K5	Ca I 4227 4325, 4290/4300	K3…M	4215/4260, Ca I 增强

二、一些亮标准星的 MK 分类

星名	光谱型	光度型	星名	光谱型	光度型	星名	光谱型	光度型
ε Ori	B0	Ia	δ Ori	O9.5	II	γ Peg	B2	IV
χ^2 Ori	B2	Ia	ε CMa	B2	II	19 Tau	B6	IV
β Ori	B8	Ia	θ Sco	A5	II	γ Gem	A0	IV
α Cyg	A2	Ia	HR 2[illegible]2	F0	II	ε Cep	F0	IV
μ Cep	M2	Ia	ν Her	F2	II	ζ Her	G1	IV
χ Aur	B5	Iab	ε Leo	G1	II	η Boo	G0	IV
σ Cyg	B9	Iab	θ Lyr	K0+	II	β Aql	G8	IV
44 Cyg	F5	Iab	γ Aql	K3	II	HD 46223	O4	
o^1 CMa	K2,5	Iab	ι Ori	O9	III	ζ Pup	O5f	
α Ori	M1 2	Ia Ib	ο Per	B1	III	10 Lac	O9	V
τ CMa	O9	Ib	η Tau	B7	III	τ Sco	B0	V
ζ Per	B1	Ib	θ^2 Tau	A7	III	η Aur	B3	V
α Lep	F0	Ib	ξ Leo	F0	III	18 Tau	B8	V
α Per	F5	Ib	ο Psc	G8	III	α Lyr	A0	V
β Cam	G0	Ib	β Gem	K0	IIIb	σ Gem	F0	V
ζ Cep	K1.5	Ib	α Ari	K2	IIIab	78 UMa	F2	V
119 Tau	M2	Iab-Ib	α Tau	K5	III	β Com	G0	V
			β And	M0	IIIa	σ Dra	K0	V
			χ Peg	M2+	III	61 Cyg	K5	V
						HD147379	M0	V

1) 此表和下表取自 Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group 6, Vol. 2 (1982).

三、MK 光谱分类系统的标准星[1]

Ia 型

光谱型	光度级	星
O9.5	Ia	α Cam
O9.5	Ia	195592
B0	Ia	ε Ori
B0	Ia	15 Sgr
B0.5	Ia	κ Ori
B0.5	Ia	194839
B1	Ia	κ Cas
B1	Ia	216411
B1.5	Ia	190603
B1.5	Ia	194279
B2	Ia	14143
B2	Ia	χ^2 Ori
B3	Ia	14134
B3	Ia	o^2 CMa
B3	Ia	55 Cyg
B5	Ia	13267
B5	Ia	η CMa
B5	Ia	167838
B6	Ia	15497
B7	Ia	183143
B8	Ia	14542
B8	Ia	β Ori
B8	Ia	199478
B9	Ia	17088
B9	Ia	21291
A0	Ia	223960
A0	Ia	21389
A1	Ia	12953
A1	Ia	14433
A2	Ia	9 Per
A2	Ia	α Cyg
A2	Ia	ν Cep
A5	Ia	17378
A5	Ia	164514
F0	Ia	φ Cas
F2	Ia	89 Her
F5	Ia	10494
F5	Ia	17971
F5	Ia	231195
F8	Ia	δ CMa
F8	Ia	+31°3907
G0	Ia	18391
G0	Ia	HR 2974
G0	Ia	HR 8752
M1	Ia	6 Gem
M2	Ia	μ Cep

Iab 型

光谱型	光度级	星
B5	Iab	χ Aur
B9	Iab	σ Cyg
B9	Iab	4 Lac
F5	Iab	44 Cyg
K3	Iab	o^1 CMa
M0	Iab	ψ^1 Aur
M2	Iab	α Ori

Ib 型

光谱型	光度级	星
O9	Ib	210809
O9.5	Ib	ζ Ori
O9.5	Ib	19 Cep
B0	Ib	69 Cyg
B0.5	Ib	192422
B1	Ib	ζ Per
B1	Ib	ρ Leo
B1	Ib	190919
B1.5	Ib	193183
B2	Ib	13841
B2	Ib	13866
B2	Ib	9 Cep
B2.5	Ib	3 Gem
B5	Ib	9311
B5	Ib	67 Oph
B8	Ib	53 Cas
B8	Ib	13 Cep
B9	Ib	35600
A0	Ib	13 Mon
A0	Ib	η Leo
A2	Ib	207673
A3	Ib	210221
A5	Ib	59612
F0	Ib	α Lep
F2	Ib	ν Aql
F5	Ib	α Per
F5	Ib	35 Cyg
F8	Ib	γ Cyg
G0	Ib	μ Per
G0	Ib	β Cam
G0	Ib	β Aqr
G2	Ib	ξ Mon
G2	Ib	22 Vul
G2	Ib	α Aqr
G5	Ib	25 Gem

Iab 型（续）

光谱型	光度级	星
G5	Ib	9 Peg
G8	Ib	ε Gem
G8	Ib	HR 8374
K1	Ib	ζ Cep
K2	Ib	ε Peg
K3	Ib	η Per
K5	Ib	ξ Cyg
K5	Ib	HR 8726
M2	Ib	119 Tau

II 型

光谱型	光度级	星
O9	II	16 Sgr
O9.5	II	δ Ori
B0	II	43818
B1	II	1383
B1	II	199216
B2	II	ε CMa
B3	II	ι CMa
B3	II	194779
B8	II	γ CMa
B9	II	43836
A5	II	19 Aur
F0	II	HR 1242
F2	II	22 And
F2	II	ν Her
F5	II	ν Per
F5	II	41 Cyg
G0	II	ε Leo
G0	II	α Sge
G2	II	β Dra
G5	II	ω Gem
G5	II	β Sct
G8	II	56 UMa
G8	II	ζ Cyg
K0	II	θ Lyr
K1	II	HR 2334
K1	II	θ Her
K2	II	56 Ori
K3	II	ι Aur
K3	II	π Her
K3	II	γ Aql

1) 引自 Johson, H. L. *and* Morgan, W. W., (1953) *Ap. J.*, **117**, 313.

III 型

O9	III	ι Ori
O9	III	193443
B0	III	1 Cam (br)
B0	III	48434
B0.5	III	κ Aql
B1	III	ο Per
B1	III	σ Sco
B2	III	π^4 Ori
B2	III	γ Ori
B2	III	12 Lac
B3	III	21483
B5	III	δ Per
B5	III	τ Ori
B5	III	ι Aql
B6	III	17 Tau
B7	III	η Tau
B7	III	β Tau
B8	III	2 Tau
B9	III	γ Lyr
B9.5	III	δ Cyg
A0	III	α Dra
A3	III	β Eri
A3	III	θ Gem
A5	III	β Tri
A5	III	α Oph
A7	III	θ^2 Tau
A7	III	γ Boo
A9	III	γ Her
F0	III	ζ Leo
F2	III	14 Ari
F2	III	16 Per
F4	III	36 Per
G0	III	31 Com
G5	III	HR 1327
G8	III	η Psc
G8	III	ο Tau
G8	III	κ Gem
G8	III	δ Boo
G8	III	η Dra

III 型 (续)

G8	III	β Her
G8	III	ε Dra
K0	III	γ Tau
K0	III	δ Tau
K0	III	ε Tau
K0	III	θ^1 Tau
K0	III	δ Aur
K0	III	β Gem
K0	III	α UMa
K0	III	τ CrB
K0	III	κ Cyg
K0	III	ε Cyg
K2	III	α Ari
K2	III	ι Dra
K2	III	κ Oph
K2	III	β Oph
K2	III	ξ Dra
K3	III	δ And
K3	III	51 And
K3	III	ρ Boo
K4	III	θ Cnc
K4	III	β UMi
K5	III	α Tau
K5	III	γ Dra
M0	III	β And
M0	III	ν Gem
M0	III	λ Dra
M2	III	χ Peg
M2	III	α Cet
M2	III	π Leo
M2	III	83 UMa

IV 型

B2	IV	γ Peg
B2	IV	δ Cet
B5	IV	τ Her
B7	IV	16 Tau
A0	IV	γ Gem
F0	IV	μ Cet
F0	IV	ε Cep
F2	IV	β Cas
F2	IV	υ UMa
F6	IV	α Tri
F6	IV	40 Leo
F6	IV	θ UMa
F7	IV	σ Peg
F8	IV	υ Peg
G0	IV	η Boo
G0	IV	ζ Her
G5	IV	μ Her
G8	IV	β Aql
K0	IV	δ Eri
K0	IV	η Cep
K[illegible]	IV	γ Cep

V 型		
O9	V	46202
O9	V	52266
O9	V	57682
O9	V	14 Cep
O9	V	10 Lac
O 9.5	V	34078
O 9.5	V	σ Ori
O 9.5	V	ζ Oph
B0	V	υ Ori
B0	V	δ Sco
B0	V	τ Sco
B0	V	206183
B0	V	207538
B0.5	V	8965
B0.5	V	40 Per
B0.5	V	ε Per
B1	V	7252
B1	V	24131
B1	V	ω¹ Sco
B2	V	ζ Cas
B2	V	ξ Cas
B2	V	η Cas
B2	V	β Sco(ft)
B2	V	22 Sco
B2	V	191746
B2	V	208947
B2	V	218440
B3	V	6300
B3	V	35 Ar
B3	V	η Aur
B3	V	ν Ori
B3	V	η Hya
B3	V	η UMa
B3	V	178849
B3	V	191263
B3	V	16 Peg
B3	V	218537
B5	V	4142
B5	V	ν And
B5	V	14372
B5	V	ρ Aur
B5	V	κ Hya

V 型(续)		
B5	V	λ Cyg
B5	V	φ² Aqr
B6	V	19 Tau
B6	V	30 Sex
B7	V	α Leo
B8	V	18 Tau
B8	V	21 Tau
B8	V	ζ Peg
B8	V	ι And
B9	V	α Del
B9.5	V	ω² Aqr
A0	V	4 Aur
A0	V	HR 3314
A0	V	γ UMa
A0	V	109 Vir
A0	V	α CrB
A0	V	HR 5859
A0	V	HR 6070
A0	V	γ Oph
A0	V	α Lyr
A1	V	HR 875
A1	V	HR 1046
A1	V	ι Ser
A1	V	39 Dra
A1	V	HR 7784
A1	V	ε Aqr
A2	V	θ And
A2	V	θ Leo
A3	V	λ Gem
A3	V	β Leo
A3	V	α PsA
A4	V	δ Leo
A5	V	δ Cas
A5	V	β Ari
A5	V	80 UMa
A7	V	θ Cas
A7	V	ι UMa
A7	V	21 LMi
F0	V	ρ Gem
F0	V	γ Vir(A + B)
F2	V	78 UMa
F2	V	σ Boo

V 型(续)		
F3	V	46 Tau
F5	V	ι Peg
F5	V	45 Boo
F6	V	110 Her
F6	V	γ Ser
F6	V	π³ Ori
F7	V	ι Psc
F7	V	θ Per
F7	V	θ Boo
F7	V	χ Dra
F8	V	β Vir
F8	V	υ And
G0	V	β Com
G0	V	β CVn
G0	V	η Cas
G1	V	115043
G2	V	HR 483
G2	V	16Cyg (pr)
G2	V	Sun
G5	V	κ Cet
G5	V	16 Cyg(fol)
G8	V	61 UMa
G8	V	ξBoo (A)
K0	V	54 Psc
K0	V	124752
K0	V	σ Dra
K0	V	70Oph (A)
K2	V	ε Eri
K2	V	109011
K3	V	110463
K3	V	128165
K3	V	219134
K5	V	61Cyg (A)
K7	V	+ 56°1458
K7	V	61 Cyg (B)
M0	V	147379
M2	V	95735

附录十 标准视向速度表[1)]

一、亮星（亮于 $4^m.3$）标准视向速度表

星 名	1950.0		m	光谱	v_r±p.e.（公里/秒）
	α	δ			
α Cas	$00^h37^m.7$	+56°16′	$2^m.47$	gG 7	− 3.9±0.1
β Cet	00 41.1	−18 16	2.24	gG 6	+13.1±0.1
α Ari	02 04.3	+23 14	2.23	gK 1	−14.3±0.2
α Cet	02 59.7	+03 54	2.82	gM 2	−25.8±0.1
α Tau	04 33.0	+16 25	1.06	gK 5	+54.1±0.1
β Lep	05 26.1	−20 48	2.96	gG 1	−13.5±0.1
α Lep	05 30.5	−17 51	2.69	cF 3	+24.7±0.2
β Gem	07 42.3	+28 09	1.21	gG 8	+ 3.3±0.1
α Hya	09 25.1	−08 26	2.16	gK 5	− 4.4±0.2
ε Leo	09 43.0	+24 00	3.12	cG 3	+ 4.8±0.1
β Vir	11 48.1	+02 03	3.80	dF 8	+ 5.0±0.2
γ Cru	12 28.4	−56 50	1.61	M 4	+21.3±0.1
β Crv	12 31.8	−23 07	2.84	gG 4	− 7.0±0.0
α Boo	14 13.4	+19 27	0.24	gK 0	− 5.3±0.1
δ Oph	16 11.7	−03 34	3.03	gM 0	−19.8±0.0
α TrA	16 43.4	−68 56	1.88	K 5	− 3.7±0.2
α Her	17 12.4	+14 27	3.48	gM 5	−32.5±0.0
β Oph	17 41.0	+04 35	2.94	gK 1	−12.0±0.1
δ Sgr	18 17.8	−29 51	2.84	gK 2	−20.0±0.0
γ Aql	19 43.9	+10 29	2.80	gK 4	− 2.1±0.2
β Aqr	21 28.9	−05 48	3.07	cG 0	+ 6.7±0.1
ε Peg	21 41.7	+09 39	2.54	cK 0	+ 5.2±0.2
ι Psc	23 37.4	+05 21	4.28	dF 5	+ 5.3±0.2

1) 取自 Landolt-Bornstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology Group 6, Vol. 1 (1965).

二、微星（暗于 4^m3）标准视向速度表

星名	1950 α	δ	m	光谱	v_r ± p.e.（公里/秒）
HD 693	00^h08^m7	−15°45′	7^m0	dF 5	+ 14.7±0.2
3 765	00 38.1	+39 55	7.5	dK 5	− 63.0±0.2
8 779	01 23.9	−00 39	6.5	gK 0	− 5.0±0.6
9 138	01 27.6	+05 53	5.1	gK 4	+ 35.4±0.5
22 484	03 34.3	+00 15	4.4	dF 9	+ 27.9±0.1
26 162	04 06.2	+19 29	5.7	gK 1	+ 23.9±0.6
29 587	04 38.1	+42 02	7.3	dG 2	+112.4±0.2
35 410	05 21.9	−00 56	5.2	gK 0	+ 20.5±0.2
44 131	06 17.5	−02 55	5.2	gM 1	+ 47.4±0.3
51 250	06 53.8	−13 59	5.2	M 0	+ 19.6±0.5
65 583	07 57.4	+29 22	6.9	dG 7	+ 12.5±0.4
66 141	07 59.7	+02 28	4.5	gK 3	+ 70.9±0.3
80 170	09 15.0	−39 11	5.4	K 5	0.0±0.2
89 449	10 17.0	+19 44	5.0	dF 5	+ 6.5±0.5
92 588	10 38.9	−01 29	6.4	sgK 1	+ 42.8±0.1
103 095	11 50.1	+38 05	6.5	dG 5	− 99.1±0.3
107 328	12 17.8	+03 35	5.1	gK 1	+ 35.7±0.3
114 762	13 09.9	+17 47	7.7	dF 7	+ 49.9±0.5
115 521	13 15.1	+05 44	5.0	gM 2	− 26.8±0.3
123 782	14 06.4	+49 42	5.4	gM 2	− 13.4±0.3
126 053	14 20.7	+01 28	6.3	dG 3	− 18.5±0.4
136 202	15 16.8	+01 57	5.2	dF 6	+ 53.5±0.2
144 579	16 03.2	+39 17	6.8	dG 8	− 60.0±0.3
145 001	16 05.8	+17 11	5.3	gG 4	− 9.5±0.2
154 417	17 02.7	+00 46	5.9	dF 8	− 17.4±0.3
157 457	17 22.1	−50 35	5.2	K 1	+ 17.4±0.2
171 391	18 32.3	−11 01	5.2	gG 7	+ 6.9±0.2
182 572	19 22.6	+11 50	5.2	dG 7	−100.5±0.4
184 467	19 30.3	+58 29	6.7	dK 5	+ 10.9±0.2
187 691	19 48.6	+10 17	5.2	dF 8	+ 0.1±0.3
203 638	21 21.3	−21 04	5.5	gK 2	+ 21.9±0.1
212 943	22 25.3	+04 27	4.9	sgK 0	+ 54.3±0.3
213 014	22 25.8	+17 00	7.7	gG 8	− 39.7±0.0
223 311	23 46.0	−06 39	6.3	gK 4	− 20.4±0.1
223 647	23 49.2	−82 18	5.1	G 7	− 13.8±0.4

附录十一　太阳最强光谱线表[1)]

本表列出 3581 埃到 8750 埃太阳光谱中著名的方和斐线、H_α以前的氢巴耳末系谱线和如下等值宽度的一些谱线：

3500 埃 $< \lambda <$ 4000 埃，　等值宽度 $>$ 1.5 埃

4000 埃 $< \lambda <$ 4861 埃，　等值宽度 $>$ 1 0 埃

4861 埃 $< \lambda <$ 8750 埃，　等值宽度 $>$ 0.2 埃

本表数据主要取自《2935 埃到 8770 埃太阳光谱表》。表中“在黑子光谱中的情况”一栏中各符号代表意义如下：

S——在黑子光谱中增强很多；

s——在黑子光谱中增强；

W——在黑子光谱中强度减弱很多；

w——在黑子光谱中强度减弱；

u——在黑子光谱中强度不变；

N——漫线

波长λ(埃)	元　素	名　称	等值宽度(埃)	低能态激发电位(伏)	在黑子光谱中的情况
3581.209	FeI	N	2.14	0.86	
3640	H_∞	氢巴耳末系限			
3711.97	H_{15}		0.33	10.20	
3719.947	FeI		1.66	0.00	
3721.94	H_{14}		0.54	10.20	
3734.37	H_{13}		1.01	10.20	
3734.874	FeI	M	3.03	0.86	
3749.495	FeI		1.91	0.91	
3750.15	H_{12}		1.39	10.20	
3758.245	FeI		1.65	0.96	
3770.63	H_{11}		1.86	10.20	
3797.90	H_{10}		3.46	10.20	
3820.436	FeI	L	1.71	0.86	
3825.891	FeI		1.52	0.91	
3832.310	MgI		1.69	2.71　2.71	

1) 参考 ①Moore,, C. E. et al., The solar Spectrum 2935Å to 8770Å
② D. F. 格雷著，“恒星光球的观测和分析”，黄磷等译，科学出版社，1981。

波长λ(埃)	元　　素	名　　称	等值宽度(埃)	低能态激发电位(伏)	在黑子光谱中的情况
3835.39	H_9		2.36	10.20	
3838.302	MgI		1.92	2.72　2.72	
3859.922	FeI		1.55	0.00	
3889.05	H_8		2.35	10.20	
3933.682	CaII	K	20.25	0.00	
3968.492	CaII	H	15.47	0.00	
3970.076	$H_7(H_\varepsilon)$		0.08	10.20	*w*
4101.748	$H_6(H_\delta)$	h	3.13	10.20	*S*
4226.740	CaI	g	1.48	0.00	*S*
4300—4320		G			
4307.912	FeI			1.56	*S*
4340.475	$H_5(H_\gamma)$	f	2.86	10.20	*W*, *N*
4383.557	FeI		1.01	1.48	*S*
4861.342	$H_4(H_\beta)$	F	3.68	10.20	*w*
4891.502	FeI		0.31	2.85	*u*
4920.514	FeI		0.47	2.83	*S*
4957.613	FeI		0.70	2.81	*S*
5167.327	MgI	b_4	0.94	2.71	*S*
5169.050	FeII	b_3	0.15	2.89	*w*
5172.698	MgI	b_2	1.26	2.71	*S*
5183.619	MgI	b_1	1.58	2.72	*S*
5232.952	FeI		0.35	2.94	*S*
5269.550	FeI	k	0.48	0.86	*S*
5324.191	FeI		0.33	3.21	*s*
5328.051	FeI		0.38	0.91	*s*
5528.418	MgI		0.29	4.34	*S*
5875.618	HeI	D_3			
5889.973	NaI	D_2	0.75	0.00	*S*
5895.940	NaI	D_1	0.56	0.00	*S*
6122.226	CaI		0.22	1.89	*S*
6.62.180	CaI		0.22	1.90	*S*
6562.808	$H_3(H_\alpha)$	C	4.02	10.20	*W*
6867.187	O_2(起点)	B(大气线)			
7.83	H_2O(起点)	a(大气线)			
7593.7	O_2(起点)	A(大气线)			
8.94.836	NaI		0.30	2.10	*S*, *N*
8498.062	CaII		1.47	1.69	*S*
8542.144	CaII		3.67	1.70	*S*
8662.170	CaII		2.60	1.69	*u*
8688.642	FeI		0.27	2.18	*s*, *N*
8736.040	MgI		0.29	5.94	*W*, *N*

附录十二　织女星连续谱形状定标[1)]

λ	$\log F_\nu$ + 常数	λ	$\log F_\nu$ + 常数
3300	−0.455	6056	−0.044
3400	−0.452	6436	−0.067
3500	−0.439	6800	−0.088
3571	−0.431	7100	−0.109
3636	−0.424	7550	−0.144
4036	+0.120	7780	−0.159
4167	+0.111	8090	−0.172
4255	+0.105	8400	−0.190*
4464	+0.095	8708	−0.180
4566	+0.080	9700	−0.194
4785	+0.061	9950	−0.209*
5000	+0.041	10250	−0.228
5263	+0.020	10400	−0.234
5556(参考)	0.000	10800	−0.260
5840	0.025		

1) 引自 D. F 格雷著，黄磷等译，恒星光球的观测和分析，第 216 页，科学出版社，1981.

* 其值由内插得出.

附录十三　太阳绝对分光辐照[1)]

0.33—1.25微米太阳绝对分光辐照 θ_{20}（带宽 20 埃内积分值 对 $\lambda \leqslant 4001.5$ 埃，带宽 20.5 埃，包括谱线，相邻带部分重叠，表中 λ 指带中心波长，单位：微瓦·厘米 [2)]）

λ	θ_{20}	λ	θ_{20}	λ	θ_{20}
3298.15	215.3	3599.55	217.7	3894.15	234.6
3317.65	197.4	3620.15	213.8	3911.95	259.9
3337.95	190.0	3640.55	203.2	3932.45	153.1
3358.55	182.0	3661.05	257.6	3950.25	260.2
3378.65	177.9	3677.75	235.7	3969.25	177.3
3398.25	201.7	3698.25	246.1	3989.25	321.7
3418.65	191.5	3718.65	238.0	4001.05	340.3
3437.95	175.7	3736.65	196.9	4020.00	357.1
3458.25	188.8	3754.75	209.4	4040.00	324.4
3478.55	190.8	3775.25	278.0	4060.00	329.1
3498.15	196.8	3794.35	245.9	4078.8	338.3
3518.55	194.6	3813.95	229.6	4098.8	332.0
3538.95	231.1	3833.55	149.8	4117.1	362.7
3559.05	216.0	3853.75	206.1	4137.1	346.6
3579.35	152.6	3873.75	199.8	4156.5	357.7
4175.90	338.5	4643.6	398.9	5128.3	379.0
4191.20	331.2	4663.6	391.3	5148.3	370.5
4211.20	363.7	4683.6	402.2	5168.3	338.4
4231.00	330.0	4703.6	388.6	5188.3	346.6
4247.50	350.2	4723.6	403.7	5199.3	363.6
4267.9	324.0	4743.3	406.4	5219.3	376.2
4286.4	329.8	4763.3	394.4	5238.8	382.7
4306.4	246.0	4783.3	410.1	5258.0	366.3
4326.4	358.7	4803.3	412.8	5278.0	361.6
4339.7	347.3	4823.3	408.3	5298.0	388.2
4359.2	371.1	4843.1	402.4	5316.5	386.8
4371.9	368.7	4863.1	343.0	5335.2	368.7
4391.9	334.7	4883.1	375.5	5353.9	387.5
4409.0	358.7	4892.9	387.9	5372.0	369.9
4428.0	391.1	4912.9	376.8	5391.5	368.5

1) 引自 Neckel, H., & Labs, D., Physics of Solar Variation, p. 246 (Edited by V. Domingo), 1980.

续表

λ	θ_{20}	λ	θ_{20}	λ	θ_{20}
4447.2	389.6	4932.9	387.0	5410.0	361.0
4464.0	370.3	4951.5	397.8	5430.0	370.9
4483.2	404.0	4970.7	398.7	5450.0	377.5
4503.2	426.0	4988.9	384.2	5470.0	368.7
4523.6	399.3	5008.9	364.7	5490.0	373.5
4543.6	402.6	5028.9	384.4	5508.0	371.6
4563.6	411.8	5048.9	383.1	5527.3	370.7
4583.7	403.2	5068.3	393.4	5547.0	376.2
4603.7	404.3	5088.3	385.5	5566.9	360.1
4623.6	[illegible]	5108.3	386.4	5586.9	359.9
5606.9	360.8	6140.0	339.9	7552.0	250.3
5626.9	370.7	6160.0	333.8	7815.0	237.4
5646.0	365.8	6180.0	345.0	7875.0	236.6
5666.0	364.4	6200.0	343.0	7980.0	230.1
5686.0	367.4	6219.7	338.1	8465.0	204.9
5706.0	357.8	6239.0	331.4	8570.0	200.8
5726.0	374.5	6259.0	331.6	8633.0	201.4
5746.0	368.5	6279.0	336.3	8880.0	189.9
5766.0	368.3	6299.0	328.0	9042.0	177.8
5784.5	360.5	6319.0	330.0	9815.0	152.8
5804.5	368.0	6339.0	328.3	9904.0	152.7
5824.5	368.8	6359.0	[illegible]	10010.0	149.1
5844.5	366.6	6379.0	332.5	10100.0	147.0
5864.5	357.9	6399.0	324.1	10179.0	144.0
5884.0	349.0	6419.0	321.9	10270.0	141.8
5903.7	347.7	6439.0	324.0	10440.0	136.6
5923.5	355.3	6459.0	322.4	10510.0	132.5
5943.5	357.4	6479.0	322.4	10640.0	128.6
5963.5	359.2	6499.0	312.9	10768.0	126.0
5983.0	346.3	6519.0	320.4	11860.0	101.8
6003.0	344.9	6539.0	318.1	12330.0	96.7
6023.0	341.1	6559.0	274.6	12470.0	93.0
6043.0	351.7	6621.0	319.4		
6063.0	347.4	6663.0	310.0		
6080.0	346.0	6790.0	293.0		
6100.0	344.0	7090.0	276.0		
6120.0	347.6	7465.0	257.4		

附录十四　白昼宁静度等级评价标准

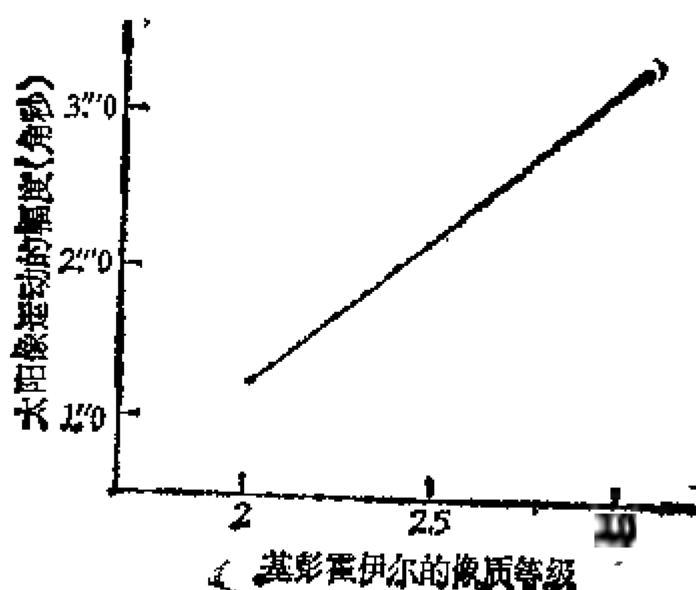
一、北京天文台划分目视宁静度的标准[1]

（H_α单色像和白光观测）

甲：色球望远镜中可见色球边缘毛刺状（针状物）；日面色球细节清晰，仅偶而有小的波动掠过；太阳望远镜所成像边缘十分平静，黑子的半影纤维、米粒组织、光斑结构历历在目.

乙：色球望远镜中可见日面边缘有小的起伏；针状体看不清；日面色球细节尚清晰．太阳望远镜的日像边缘呈现小波动；黑子半影纤维结构看不清，但半影和本影的轮廓分明，米粒和光斑结构大体可辨.

丙：色球望远镜中日像边缘呈现连续不断的波纹起伏，色球环（由于滤光器寄生透过带透过杂散光而出现两重太阳边缘）破碎；视面上的小黑子来回跳动，色球细节已不可辨．太阳望远镜的日



1）参见北京天文台台刊，第15期，1978年12月.

像边缘抖动十分明显，黑子的本影和半影可辨，但轮廓模糊，米粒只见一丝痕迹，光斑结构已看不清楚。

丁：色球望远镜中太阳像边缘抖动剧烈，象是沸腾一样，色球结构模糊，黑子剧烈跳动．太阳望远镜中日像边缘连续不断地剧烈波动，中等大小的黑子本影和半影不能分开．完全看不到米粒，光斑只见痕迹．

二、基彭霍伊尔目视太阳像质评价标准[1]

项目 / 标准 / 等级	清晰度	宁静度
1	米粒极清晰，半影结构清晰可见	日面或边缘均看不到像运动
2	米粒组织可辨，半影清楚但分辨不出半影细节	只在边缘见到不稳定(<2″)日面上很难看到不稳定
3	米粒仅隐约可见，但当移动太阳像时，日面细节仍易识别，能分清半影和本影，但无精细结构	日面和边缘均能见到像运动(<4″)，边缘出现波动或明显抖动
4	仅能区分大黑子的本影和半影，米粒结构不可辨	像运动使难以分清黑子本影和半影，边缘波动或抖动激烈
5	对大黑子也不能区分其本影和半影	像运动的幅度达黑子直径

根据欧洲太阳观测联合组织选址的经验，基彭霍伊尔的像质评价等级与太阳像运动幅度的关系如图所示(见前页)[2]。

---

1) 参见 I. A. U. Symposium No. 19, 1963, p. 196

2) 参见 JOSO Annual Report, 1971, p. 21

三、JOSO 选址用目视估计米粒照片像质的标准[1]

等级 Q	判据（黑体为主要判据）	强度反差的近似均方根值(%)
1 级 优	**显著地高反差** 米粒呈清晰的多边形结构 米粒间隙如网络状 能见到单个米粒中的细节 可见"丝缕" 受大气宁静度影响的面积不超过视场的 1/8	6
2 级 良	**与 1 级相同，但受大气影响的面积可达视场的 3/4** 米粒仍然明锐(均匀，无"冲毁"面积) 反差低于 1	4.5—5.5
3 级 中	**大部或全部视场明显受大气宁静度效应影响变差** 小块面积(~1/8 视场)或仍呈现高反差 像质变坏呈各向异性	3—4.5
4 级 差	**一些米粒的痕迹仍可看见** **反差大大降低** 米粒呈卵形	<3
5 级 劣	不见米粒痕迹 主要因大尺度范围的强度而稍具反差	≪3
6 级 等外	因过曝光或曝光不足无法评价	

1) 参见 JOSO Annual Report, 1979, p. 41.

四、北京天文台照相选址对日面照片像质等级划分标准[1)]

等　级	标　准	平均角分辨率（估计）
1	画面80%以上的区域达仪器的极限分辨率，米粒清晰可见，其余的区域米粒基本保持原有形态，但边界不清晰(轻微模糊区)	~1"
2	画面50-80%的区域达仪器的极限分辨率，米粒清晰可见，其余区域有一部分属轻微模糊区，另一部分失去原有形态，但米粒仍可从模糊的背景上一粒粒看出来(中等模糊区)	~1".5
3	画面25-50%的区域达仪器的极限分辨率，其余部分是中等模糊区，或一部分只见一丝米粒的痕迹(严重模糊)	2"
4	米粒扩散变形，失去原有形态，但大部分画面轮廓较清晰	2".5
5	米粒清晰可见或轻微模糊区小于画面的1/4，其余可有一小部分中等模糊区，但大部分为严重模糊区	3"
6	全部画面严重模糊，或完全看不见米粒痕迹	

1) 参见北京天文台台刊，第8期，1976年12月，P. 7.

附录十五　标准缪勒矩阵[1)]

一、符号说明

$\{I, Q, U, V\}$	光的斯托克斯参数
θ	偏振器光轴方位角
ρ	延迟器快轴方位角
δ	延迟器的位相差
a	偏振椭圆之半长轴
b	偏振椭圆之半短轴
c_1	$\cos\theta$ 或 $\cos\rho$
s_1	$\sin\theta$ 或 $\sin\rho$
c_2	$\cos 2\theta$ 或 $\cos 2\rho$
s_2	$\sin 2\theta$ 或 $\sin 2\rho$
D	$=Q\sin\frac{1}{2}\delta$
E	$=U\sin\frac{1}{2}\delta$
F	$=V\sin\frac{1}{2}\delta$
G	$=\cos\frac{1}{2}\delta$
Y	$=\cos(2\operatorname{arctg} b/a)$
Z	$=\pm\sin(2\operatorname{arctg} b/a)$，主特征矢量顺时针方向取＋号，反之取－号

二、各类光学器件的缪勒矩阵

1. 理想的各向同性平板透射率为 k

$$\begin{bmatrix} k & 0 & 0 & 0 \\ 0 & k & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & 0 & k \end{bmatrix}$$

1) 参见 Willian A Shurcliff, Polarized ight, 1962.

2. 理想退偏振器

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

3. 各向均匀理想线偏振器

$\theta = 0°$ —

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$\theta = 90°$ |

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$\theta = +45°$ ／

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$\theta = -45°$ ＼

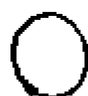
$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

一般情形

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & c_2 & s_2 & 0 \\ c_2 & c_2^2 & c_2 s_2 & 0 \\ s_2 & c_2 s_2 & s_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

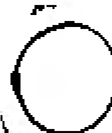
4. 理想均匀非线性偏振器

右旋圆偏振器



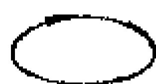
$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

左旋圆偏振器



$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

右旋椭圆偏振器
$\theta = 0°$



$b/a = 0.5$

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0.6 & 0 & 0.8 \\ 0.6 & 0.36 & 0 & 0.48 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.8 & 0.48 & 0 & 0.64 \end{bmatrix}$$

右旋椭圆偏振器
$\theta = 22°.5$
$b/a = 0.318$



$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & \sqrt{1/3} & \sqrt{1/3} & \sqrt{1/3} \\ \sqrt{1/3} & 1/3 & 1/3 & 1/3 \\ \sqrt{1/3} & 1/3 & 1/3 & 1/3 \\ \sqrt{1/3} & 1/3 & 1/3 & 1/3 \end{bmatrix}$$

椭圆偏振器一般情况

$$\frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1 & c_2Y & s_2Y & Z \\ c_2Y & c_2^2Y^2 & c_2s_2Y^2 & c_2YZ \\ s_2Y & c_2s_2Y^2 & s_2^2Y^2 & s_2YZ \\ Z & c_2YZ & s_2YZ & Z^2 \end{bmatrix}$$

5. $\delta = 90°$的理想均匀线延迟器

$\rho = 0°$ ——

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$$

$\rho = 90°$ |

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

$\rho = 45°$ /

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$\rho = -45°$ \

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

一般情况

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_2^2 & c_2s_2 & -s_2 \\ 0 & c_2s_2 & s_2^2 & c_2 \\ 0 & s_2 & -c_2 & 0 \end{bmatrix}$$

6. $\delta = 180°$ 的理想均匀线延迟器

$\rho = 0^\circ$ 或 90°

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

$\rho = \pm 45^\circ$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

一般情形

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_2^2 - s_2^2 & 2c_2s_2 & 0 \\ 0 & 2s_2c_2 & s_2^2 - c_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

7. $\delta = 360^\circ$,任意 ρ 值的线延迟器

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

8. 任意 δ 值,$\rho = 0^\circ$ 的线延迟器

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 + G^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -D^2 + G^2 & 2DG \\ 0 & 0 & -2DG & 2G^2 - 1 \end{bmatrix}$$

9. 任意 δ 值和任意 ρ 值的线延迟器

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 - E^2 + G^2 & 2DE & -2EG \\ 0 & 2DE & -D^2 + E^2 + G^2 & 2DG \\ 0 & 2EG & -2DG & 2G^2 - 1 \end{bmatrix}$$

10. 理想均匀的非线延迟器

右旋圆,$\delta = 90^\circ$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

左旋圆,$\delta = 90^\circ$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

右或左旋圆，$\delta=180^\circ$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

右旋圆，任意 δ

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\delta & \sin\delta & 0 \\ 0 & -\sin\delta & \cos\delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

左旋圆，任意 δ

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\delta & -\sin\delta & 0 \\ 0 & \sin\delta & \cos\delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

椭圆，任意 δ，任意 ρ

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2-E^2-F^2+G^2 & 2(DE+FG) & -2(DF+EG) \\ 0 & 2(DE-FG) & -D^2+E^2-F^2+G^2 & 2(DG-EF) \\ 0 & -2(DF-EG) & -2(DG+EF) & -D^2-E^2+F^2+G^2 \end{bmatrix}$$